Principios de termodinámica para ingenieros



John R. Howell
Richard O. Buckius

Principios de Termodinámica para Ingeniería

Principios de Termodinámica para Ingeniería

John R. Howell

Department of Mechanical Engineering
University of Texas at Austin

Richard 0. Buckius

Department of Mechanical and Industrial Engineering
University of Illinois at Urbana-Champaign

Traducción:

Ileana Velasco Ayala
Profesor Investigador
Maestría en Ciencias Lovaine, Bélgica
UAM, Iztapalapa

Revisión técnica:

Félix Núñez Orozco
Ingeniero' Químico, UNAM
Profesor de Termodinámica
Facultad de Ingeniería, UNAM.



McGRAW-HILL

MÉXICO • BOGOTÁ • [illegible] • CARACAS • GUATEMALA • LISBOA
MADRID • NUEVA YORK • PANAMÁ • SAN JUAN • SANTIAGO • SÃO PAULO
AUCKLAND • HAMBURGO • LONDRES • MILÁN • MONTREAL • NUEVA DELHI
PARÍS • SAN FRANCISCO • SINGAPUR • ST. LOUIS
SIDNEY • TOKIO • TORONTO

PRINCIPIOS DE TERMODINÁMICA PARA INGENIERÍA

Prohibida la reproducción total o parcial de esta obra
por cualquier medio medio, sin autorización escrita del editor.

DERECHOS RESERVADOS © 1990, respecto a la primera edición en español por
McGRAW-HILL INTERAMERICANA DE MÉXICO, S.A. DE C.V.
Atlacomulco 499-501, Fracc. Ind. San Andrés Atoto
53500 Naucalpan de Juárez, Edo. de México
Miembro de la Cámara Nacional de la Industria Editorial, Reg. Núm. 1890

ISBN 988-422-571-7

Traducido de la primera edición en inglés de
FUNDAMENTALS OF ENGINEERING THERMODYNAMICS, ENGLISH/SI VERSION
Copyright © MCMLXXVIII, by McGraw-Hill, Inc., U.S.A.
ISBN 0-07-079663-7

1234567890 L.M. 90 9123456780
Impreso en México Printed in Mexico

Esta obra se terminó de
imprimir en agosto de 1990
Litografía Maico
Paz Montes de Oca No. 48
Col. General Anaya
Delegación Benito Juárez
03340 México, D.F.

Se tiraron 5000 ejemplares

SEMBLANZA DE LOS AUTORES

John R. Howell se graduo (1958), recibió su maestría (1960) y su doctorado (1962) en ingenieria química del Case Institute of Technology (ahora Case Westem Reserve University) en Cleveland, Ohio. Trabajó en el Lewis Research Center de la NASA en Cleveland, sobre investigaciones básicas en transferencia de calor, desde 1961 hasta 1968, cuando se unió al departamento de ingeniería mecánica de la University of Houston. En 1978, pasó al departamento de ingeniería mecánica de la University of Texas en Austin, donde actualmente ocupa la cátedra "E.C.H. Bantel" de práctica profesional y es jefe del departamento.

El doctor Howell tiene numerosas publicaciones en el área de transferencia de calor y de energía solar, incluyendo más de 100 informes y escritos técnicos, así como textos y libros de consulta. Dos veces fue nombrado consejero sobresaliente en ingeniería mecánica por los estudiantes de licenciatura de la University of Texas y también recibió el premio por servicios sobresalientes del Consejo de Graduados en Ingeniería. Es miembro del ASME.

Richard 0. Buckius se graduó (1972), recibió su maestría (1973) y su doctorado (1975) en ingeniería mecánica de la University of California, Berkeley. Después se unió al departamento de mecánica e ingeniería industrial de la University of Illinois en Urbana-Champaign como profesor asistente. En 1984 fue promovido a profesor y actualmente es jefe asociado del departamento.

El doctor Buckius ha publicado numerosos artículos técnicos en las áreas de transferencia de calor y combustión; ha recibido varios premios, incluyendo el Campus Award for Excellence in Undergraduate Teaching de la University of Illinois y el Western Electric Fund Award de la American Society for Engineering Education.

CONTENIDO

CAPÍTULO 10 Reacciones químicas y combustión 485

CAPÍTULO 11 Equilibrio de fases y equilibrio químico 523

CAPÍTULO 12 Introducción a la termodinámica microscópica 549

PRÓLOGO

Este libro presenta una introducción a la termodinámica para ingenieros según el enfoque clásico. La organización sigue una secuencia lógica que difiere considerablemente de la evolución histórica de la termodinámica. Sin embargo, se ha procedido así con objeto de permitir al estudiante comprender los fundamentos y aplicaciones con base en las relaciones simples, pero útiles, y su empleo en una sola sustancia para posteriormente llegar a las relaciones mas complejas de mezclas y materiales con reacciones químicas.

Se incluyen numerosos ejemplos resueltos para ilustrar las aplicaciones de la teoría expuesta en el texto, lo cual ha resultado ser de gran ayuda para los estudiantes. En estos ejemplos se sigue la metodología de solución de problemas presentada en los capítulos 1, 4 y 6, la cual subraya la estructuración cuidadosa del problema, el uso de diagramas apropiados para visualizar los procesos en cuestión y el empleo de tablas para definir los procesos y los estados. Esto permite a los estudiantes ver exactamente qué información se da y cual debe ser generada mediante las relaciones termodinámicas. Este enfoque les ayuda a llegar al núcleo de los problemas propuestos y desarrollar ordenadamente los procedimientos de solución.

Actualmente se cuenta con datos de propiedades computarizados, por lo que es posible que los estudiantes trabajen con una amplia gama de problemas que no podían resolver las generaciones anteriores. Se presenta una mezcla de problemas; muchos de ellos se resuelven con cálculos "manuales", pero otros requieren tanta interpolación de los datos tabulados que sólo el empleo de las tablas computarizadas permite una solución completa. Estos problemas han sido marcados en la sección de problemas para evitar que el profesor inadvertidamente los asigne. Se juzga que los problemas que se resuelven en forma manual, empleando los datos tabulares necesarios, son básicos para ayudar al estudiante a comprender la termodinámica. Los que requieren datos computarizados generalmente muestran el comportamiento de una masa de control particular o un aparato bajo variación paramétrica de las condiciones; también estos problemas contribuyen a una mejor comprensión, pero con frecuencia no se incluyen en los textos introductorios debido al tiempo requerido para su solución. Sin embargo, se ha procurado ayudar al estudiante a desarrollar su habilidad crítica para examinar lo que la computadora le da, de manera que no acepte los resultados equivocados ni los utilice ciegamente.

Las tablas computarizadas que contiene este libro abarcan el amplio intervalo de propiedades requeridas por los problemas y se estudian con cierto detalle en el Apéndice G.

Al comienzo de cada capítulo se presentan fotografías, cortes y diagramas del equipo analizado en el texto. Se incluye todo esto porque muchos estudiantes de las carreras de ingeniería no conocen dichos equipos y tienen un concepto deficiente de su escala y complejidad. Estas láminas dan una idea de lo que contienen los bloques

de los diagramas de los ciclos mostrados en el cuerpo del texto.

Esta versión del libro contiene tanto el Sistema Internacional de Unidades (SI) como el sistema inglés (USCS), por lo que el usuario se ve obligado a familiarizarse con ambos sistemas al alternar su empleo en los problemas de ejemplo. Los resultados finales de los ejemplos se dan en los dos sistemas para que el lector tenga una idea de la equivalencia aproximada entre ambos. Al final de cada capitulo los problemas se presentan en los dos sistemas, con los valores de cada sistema comparables pero redondeados a números enteros.

Si bien en los primeros ll capítulos generalmente la exposición se realiza desde un punto de vista clásico (con algunas interpretaciones microscópicas cuando se consideran útiles), el capítulo 12 se refiere a la interpretación estadística de la termodinámica. El material se ha organizado para poder introducir un enfoque estadístico más detallado junto al material clásico, si el instructor así lo desea. El capítulo 12 puede servir también como revisión de las relaciones clásicas desde otro punto de vista que complementa los primeros ll capítulos. En cualquier caso, el tratamiento estadístico se ofrece como una ayuda para entender la forma en que se pueden calcular las propiedades a partir de una comprensión fundamental de la estructura; para entender la interpretación de la entropía en términos de la incertidumbre, las ideas sobre el aumento de la entropía del universo desde el punto de vista microscópico y la interpretación microscópica de la primera y segunda leyes de la termodinámica. De ninguna manera se pretende dar un tratamiento completo de la termodinámica estadística.

Finalmente, se ha observado que con frecuencia la termodinámica es el primer curso en que los conceptos matemáticos estudiados en los cursos de ecuaciones diferenciales parciales se aplican a problemas de ingeniería. Se ha tratado de facilitar la transición de los conceptos *abstractos a aplicaciones concretas con una sección en el capítulo 1 sobre las matemáticas que se requieren en este curso. Algunos profesores quizá deseen omitir esta sección, usándola como referencia cuando sea necesario.

Deseamos expresar nuestra gratitud a nuestros colegas de la University of Texas en Austin y de la University of Illinois en Urbana-Champain; sus comentarios, críticas y sugerencias ayudaron a mejorar este producto final. Agradecemos también los esfuerzos de Kumbae Lee y Larry Lister por la revisión detallada de los problemas y el texto, así como a Angela Ehrsam por el excelente mecanografiado del manuscrito y las revisiones.

Ahora comprendemos por qué otros autores siempre agradecen a sus familias por su estímulo y apoyo; su aportación es realmente valiosa. Deseamos agradecer a Susan y Kathy por haber soportado con gracia y comprensión, los muchos periodos de duda y cambios de opinión en este proyecto. También agradecemos a nuestros hijos Reid, Keli y David, quienes se hicieron adultos durante la preparación del libro y a Sarah y Emily, quienes pasaron sus años preescolares durante esa misma época.

John R. Howell

Richard 0. Buckius

NOMENCLATURA

a	actividad, función específica de Helmholtz, aceleración
A	función de Helmholtz, área
AFR	relación aire-combustible
c_P	calor específico a presión constante
C_p^*	calor específico a presión constante a la temperatura promedio
c_v	calor específico a volumen constante
COP	coeficiente de operación
d	distancia
e	energía específica
E	energía, módulo de Young
E	potencial eléctrico
EC	energía cinética
EP	energía potencial
f	fugacidad
f*	fugacidad de una solución ideal
F	vector fuerza
F	fuerza generalizada
F	fuerza
FAR	relación combustible-aire
g	aceleración debida a la gravedad, función de Gibbs específica, degeneración
g_c	constante que relaciona la fuerza, la masa, la longitud y el tiempo en el sistema inglés de unidades
G	función de Gibbs
h	entalpía específica, constante de Planck
H	entalpía
i	corriente eléctrica, irreversibilidad específica
I	irreversibilidad
k	relación entre los calores específicos c_P/c_v, constante de rapidez de reacción, constante de Boltzmann
k_s	constante de un resorte
K	constante de equilibrio
L	longitud
m	masa
$\dot{m}$	flujo másico
M	masa molecular
n	número de moles, exponente politrópico
N	número
N_a	número de Avogadro

*Nota: también se conoce con el nombre de capacidad térmica específica.

N_p	número de partículas
P	presión
P_i	presión parcial del componente i
q	transferencia de calor por unidad de masa
Q	transferencia de calor
$\mathbf{Q}$	carga
$\dot{Q}$	rapidez de transferencia de calor
R	constante de un gas particular
$\bar{R}$	constante universal de los gases
s	desplazamiento
s	entropía específica
S	entropía
S_{gen}	generación de entropía
t	tiempo
T	temperatura
u	energía interna específica
U	energía interna
v	volumen específico
V	volumen
$\mathbf{V}$	velocidad
$\mathbf{V}$	rapidez
w	trabajo por unidad de masa
W	trabajo
$\dot{W}$	potencia (rapidez con que se realiza el trabajo)
W_{rev}	trabajo reversible entre dos estados
x	calidad, fracción másica
X	desplazamiento generalizado
y	fracción molar
z	factor de compresibilidad
Z	elevación, función de partición

Letras griegas

α	volumen residual, avance de la reacción
β	coeficiente de expansión térmica
ε	esfuerzo deformante (mecánico), energía de una partícula
η	eficiencia
θ	ángulo entre la superficie normal y la dirección de un vector
κ	compresibilidad isotérmica
μ	potencial químico, coeficiente de Joule-Thomson, grado de saturación
ν	coeficiente estequiométrico
ρ	densidad
σ	esfuerzo, tensión superficial
τ	esfuerzo cortante
ϕ	disponibilidad por unidad de masa en sistemas cerrados, humedad relativa

Φ	disponibilidad en sistemas cerrados
ψ	disponibilidad por unidad de masa en sistemas abiertos, función de onda
Ψ	disponibilidad en sistemas abiertos
ω	relación de humedades, factor acéntrico

Subíndices

A	fuente a temperatura alta o elevada
a	aire
B	sumidero a temperatura baja
comb	combustión, combustible
c	componentes, compresor
C	carnot
cr	punto crítico
en	estado de la sustancia que entra al volumen de control
f	formación, fase
g	propiedades del vapor saturado
i	componente
irr	irreversible
j	fase
l	propiedades del líquido saturado
lg	diferencia entre las propiedades del vapor y del líquido saturados
MC	masa de control
P	producto
pr	propiedades, punto ‘de rocío
r	real, propiedad reducida, reactivo, reacción química
rev	reversible
s	proceso isentrópico, estado de la sustancia que sale del volumen de control
v	vapor
VC	volumen de control
0	propiedad de los alrededores, presión cero

Superíndices

—	la barra sobre un símbolo denota la propiedad en base molar, propiedad parcial molar
^{o}	propiedad en el estado estándar de referencia
·	el punto sobre un símbolo significa por la unidad de tiempo

Principios de Termodinámica para Ingeniería .

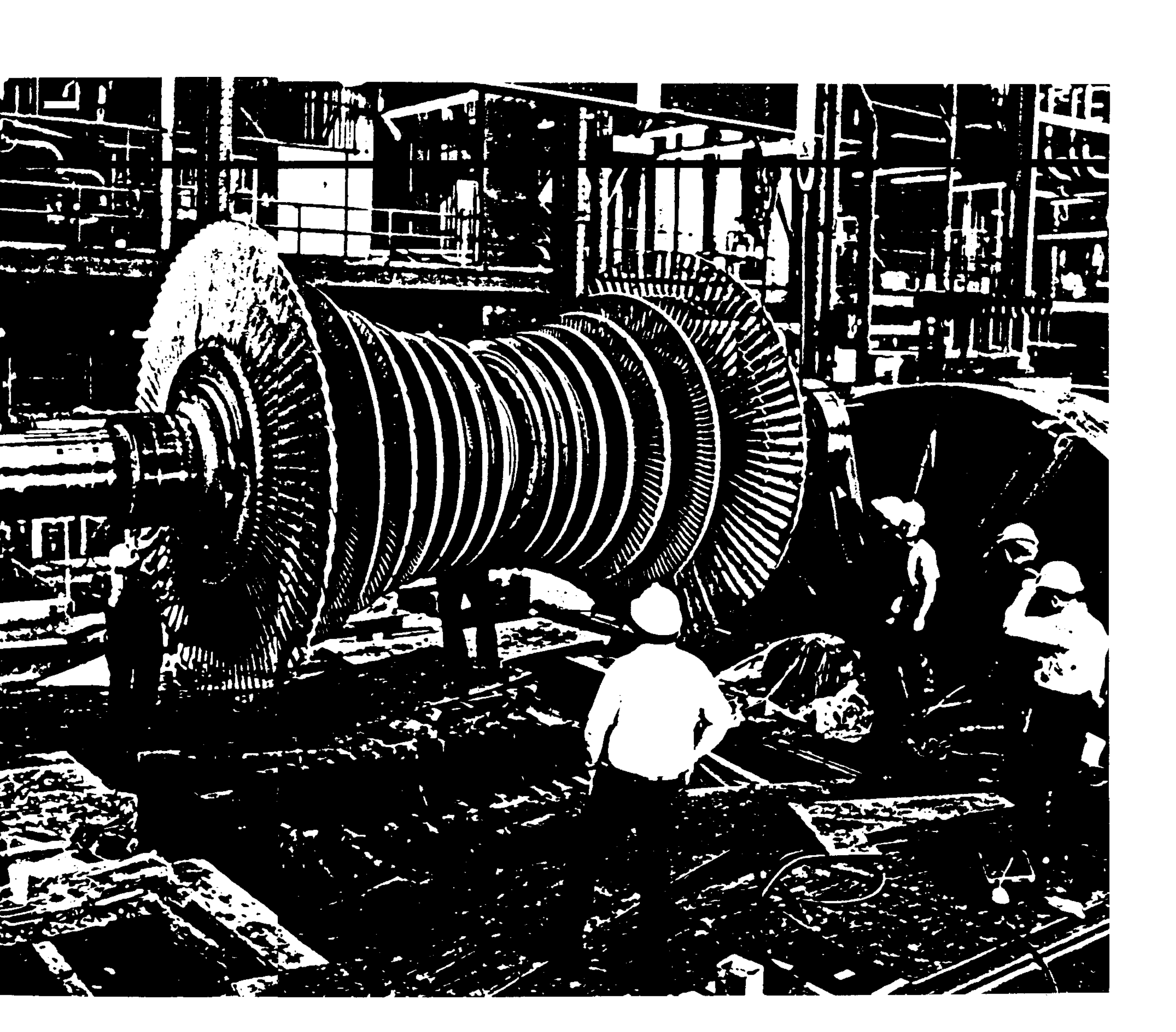
1

Introducción

La filosofía se escribe en este enorme libro, quiero decir el universo, que está continuamente abierto a nuestra admiración, pero que no puede comprenderse a menos que se aprenda su lenguaje y la interpretación de los caracteres en que está escrito. Está escrito en el lenguaje de las matemáticas . . . sin las cuales es humanamente imposible entender una sola palabra; sin ellas, uno está perdido en un laberinto obscuro.

Galileo

El eje de la turbina y el conjunto de álabes (paletas) de una turbina de vapor durante su mantenimiento. (General Electric.)



1.1 Energía y sociedad

La ***termodinámica*** se define como el estudio de la energía, sus formas y transformaciones, así como sus interacciones con la materia. Antes de iniciar este estudio, es útil reflexionar sobre el lugar y utilidad que tiene esta disciplina, no sólo en el curriculum del ingeniero y del científico sino en el marco mismo de la sociedad.

1.1.1 Valor de la energía

La disponibilidad de la energía y la habilidad de las personas para aprovechar esa energía en forma útil ha transformado nuestra sociedad. Hace apenas unos siglos, la mayoría de la población luchaba por subsistir produciendo la comida de consumo local. Actualmente, en muchos países una pequeña fracción de la fuerza de trabajo total produce abundante comida para toda la población y mucha de esta gente queda libre para otras actividades. Es posible viajar grandes distancias en poco tiempo mediante la elección de transportes (incluyendo tanto viajes a la órbita de la tierra como a nuestro satélite natural más cercano, por ejemplo); es posible la comunicación instantánea con personas en cualquier lugar de la tierra; se tienen los medios para controlar grandes cantidades de energía a nuestro antojo personal en forma de automóviles, herramientas eléctricas, aparatos y condicionamiento del bienestar en las viviendas.

¿Cómo se produjeron esos cambios? Fueron el resultado de una combinación de inventiva e ingenio, acoplados con una esmerada construcción teórica por algunos grandes científicos e ingenieros a través de los años. La historia de este desarrollo de la ciencia básica y de la ingeniería tal como ahora se conocen es, además de interesante, una fuente de inspiración, pero resulta muy larga para resumirla aquí. En el apéndice A se presenta una breve historia del desarrollo de la termodinámica clásica.

Como resultado del desarrollo de la ciencia y de las aplicaciones termodinámicas ha crecido la habilidad para obtener energía, transformarla y emplearla para satisfacer las necesidades de nuestra sociedad, cambiándola de una sociedad agraria a una moderna. En la definición de termodinámica se ve claramente que esta ciencia no sólo es útil a los ingenieros en sus vidas profesionales sino que ha jugado, y continúa haciéndolo, un papel vital en el desarrollo de la sociedad.

1.1.2 Necesidad de comprender la energía y sus formas

Dada su generalidad, la termodinámica es la ciencia básica que sirve de punto de partida para el estudio de muchos otros temas de ingeniería; el más obvio es la ***transferencia de calor,*** el cual se refiere a cómo la energía pasa de un material o de un lugar a cierta temperatura, a otro material o a otro lugar a una temperatura diferen-

te; *la mecánica de fluidos* se refiere a los fluidos en movimiento bajo la acción de fuerzas externas y a las transformaciones de la energía entre las formas mecánica y térmica durante dicho movimiento; muchos temas de la *ciencia de materiales,* como aquéllos que consideran las cantidades relativas de varias formas estructurales de los materiales presentes en los sólidos y la manera en que estas cantidades relativas cambian en diferentes condiciones; y, en cierta forma, todos los temas que se refieren a la energía en cualquiera de sus formas.

Otra forma de observar el alcance de la termodinámica en los estudios que interesan a los ingenieros consiste en examinar sus muchos y diversos campos de aplicación. Entre éstos se incluyen las plantas de potencia (combustibles fósiles, fisión nuclear, fusión nuclear, solar, geotermia, etc.); las máquinas (de vapor, de gasolina, diesel, turbinas de gas estacionarias y de propulsión, cohetes, etc.); acondicionamiento de aire y sistemas de refrigeración de todos tipos; hornos, calentadores y equipos de procesos químicos; el diseño de equipo electrónico (por ejemplo, evitar la sobrecarga y falla de componentes individuales, tableros con circuitos y conjuntos mayores, así como comprender el comportamiento químico de los semiconductores); el diseño de equipo mécanico (por ejemplo, en lubricación de cojinetes para predecir las sobrecargas y subsecuentes fallas debidas a la aplicación de cargas excesivas y en el diseño de frenos para predecir la rapidez del desgaste lineal debido al calentamiento por fricción y a la erosión); y en los procesos de manufactura (donde, por ejemplo, el desgaste de los taladros con frecuencia se debe al calor por fricción de la cara cortante). Como se ve, resulta relativamente fácil demostrar que la termodinámica, en su más amplio sentido, es la ciencia que sirve de base a muchos campos de la ingeniería; aun los de la mecánica pura requieren relaciones de conservación de la energía, las cuales están sujetas a los principios más generales de la termodinámica.

1.2 Introducción al balance de energía. Aplicaciones en ingeniería

El principio "la energía no se crea ni se destruye" se refiere a relaciones de conservación que serán estudiadas en detalle en los capítulos posteriores y constituye un material que, al ser desarrollado y explorado cuidadosamente, sirve de base a buena parte del estudio de la termodinámica. El principio de conservación de la energía puede cumplirse en cualquier situación, simplemente mediante el cambio o nueva definición de lo que se entiende por energía, en tal forma que ésta se conserve en cualquier circunstancia. De hecho, esto es lo que sucedió en el desarrollo histórico de la termodinámica.

El principio básico de conservación parte de dos suposiciones importantes. La primera se refiere a que la energía es algo que está "contenido". Cierto sistema definido "tiene" energía. La segunda suposición es que debe existir un sistema bien especificado que contiene esa energía. Para aplicar el principio de conservación de la energía, el usuario debe definir el espacio o el material de interés que "contiene" esa energía.

Al tratar las transformaciones de la energía resulta conveniente considerar un sistema que corresponda al tipo de problemas que se planea resolver. En la sección

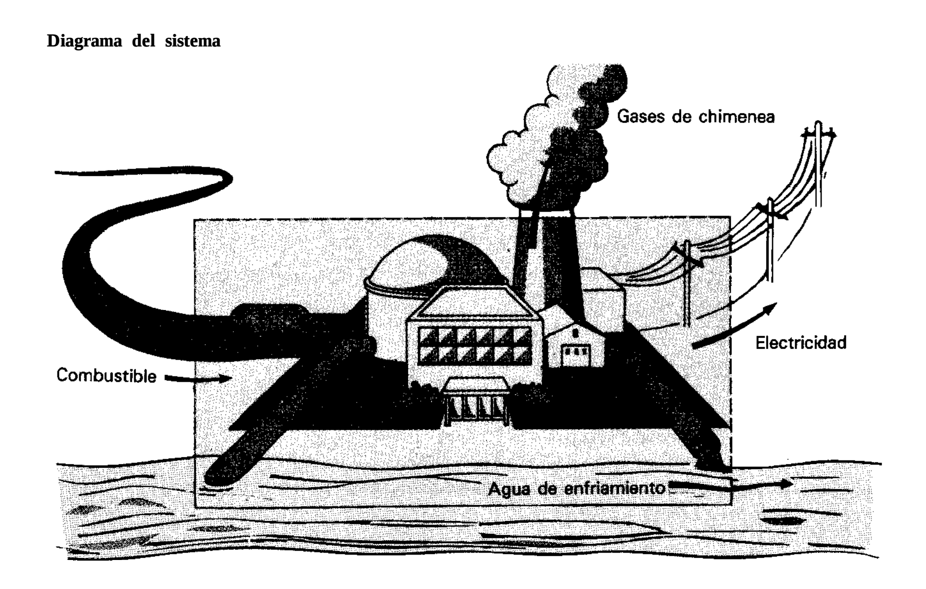
1.3, y más en detalle en el capítulo 2, se estudian los diferentes mecanismos de transferencia de energía que se han encontrado más útiles para los objetivos deseados.

Por el momento, es posible referirse al principio de conservación de la energía para resolver algunos problemas de termodinámica sin preocuparse de clasificación alguna de la energía. Por ejemplo, considérese una planta de potencia para generar electricidad.

Ejemplo 1.1

Una planta de potencia requiere una unidad de energía del combustible para producir 0.4 unidades de energía eléctrica. **¿Cuál** es la transferencia neta de energía al medio ambiente durante la conversión del combustible en electricidad?

Diagrama del sistema



Solución

De acuerdo con el principio de conservación de la energía, en este tipo de problema la energía que penetra las fronteras de la planta permanece constante (puesto que no puede ser creada ni destruida). En este caso se puede escribir

$$\begin{pmatrix} \text{Energía} \\ \text{transferida} \\ \text{hacia} \\ \text{adentro} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \text{Energía} \\ \text{transferida} \\ \text{hacia} \\ \text{afuera} \end{pmatrix} = 0$$

donde ***adentro y afuera*** se refieren a la dirección que tiene la energía al cruzar la frontera de la planta. Ahora esos términos se pueden ampliar para incluir en cada uno las flechas de transferencia de energía del diagrama, o

$$\begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{transferida}\\ \text{adentro}\end{pmatrix}_{\text{Combustible}} + \begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\text{Electricidad}} + \begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{neta}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\substack{\text{Agua de}\\ \text{enfriamiento}}} + \begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\substack{\text{Gases de}\\ \text{chimenea}}} = 0$$

o bien

$$1 \text{ unidad} - 0.4 \text{ unidades} + \begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{neta}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\substack{\text{Agua de}\\ \text{enfriamiento}}} + \begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\substack{\text{Gases de}\\ \text{chimenea}}} = 0$$

0 finalmente,

$$\begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\text{medio ambiente}} = \begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{neta}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\substack{\text{Agua de}\\ \text{enfriamiento}}} + \begin{pmatrix}\text{Energía}\\ \text{transferida}\\ \text{afuera}\end{pmatrix}_{\substack{\text{Gases de}\\ \text{chimenea}}}$$

$$= -0.6 \text{ unidades}$$

Comentarios

Este ejemplo simple muestra varios puntos acerca del principio de conservación de la energía. Primero, cuando se aplica el principio se debe definir cuidadosamente la situación a la cual va a ser aplicado, en este caso una planta de potencia. Segundo, se debe asignar una convención a los signos de las transferencias de energía. En este caso, simplemente se eligió la transferencia de energía adentro de la planta como portadora del signo positivo; por lo tanto, la energía transferida afuera es negativa. Finalmente, se mantuvieron consistentes las unidades (dimensiones) de cada cantidad en el balance de energía.

El alcance de un simple balance de energía es obvio en el ejemplo 1.1; sin embargo, en problemas más prácticos, las transferencias de energía en los diferentes términos del balance de energía tienen formas diferentes. Por ejemplo, en el problema anterior la energía entregada puede ser la energía química de un combustible fósil como el carbón, combustóleo o gas natural; puede referirse a la energía de ligadura del núcleo de los átomos en las plantas nucleares; puede tratarse de la energía transferida desde el sol en las plantas solares de potencia o bien de la energía almacenada en la tierra en las plantas geotérmicas. La energía eléctrica está en forma de corriente eléctrica conducida por las líneas de transmisión que salen de la planta. La transferencia de energía al agua de enfriamiento con frecuencia tiene la forma de energía térmica añadida al agua fría o a la atmósfera, la cual sale de la planta. Finalmente, la energía en la chimenea es transportada por el flujo de gases calientes desde la planta hasta la atmósfera. Por lo tanto, se necesita clasificar la transferencia de energía por las fronteras de la planta con el fin de realizar un balance de energía adecuado en el sistema.

Un punto adicional es considerar (sin comprobación) que la energía que entra a la planta está balanceada exactamente en cada instante por la energía que sale. Sin embargo, éste no es siempre el caso. Considérese una nueva frontera para el sistema de una planta carboeléctrica que incluye el almacenamiento del carbón, desde donde éste se envía con frecuencia a la planta para el empleo posterior cuando hay alta demanda de electricidad. En este caso, la ecuación de conservación de la energía debe ampliarse para considerar un término de energía almacenada. Por otra parte, la frontera puede seleccionarse en forma tal que únicamente contenga la estación de potencia, excluyendo el carbón almacenado, por consiguiente, la ecuación de conservación original aún es adecuada. Por lo tanto, la selección de la frontera para el sistema energético define la forma de la ecuación que debe emplearse.

Ahora, resulta conveniente describir una forma útil de clasificar las transferencias de energía en los problemas que se presentan en ingeniería.

1.3 Trabajo y transferencia de calor

La conservación de la energía está ligada a la definición del sistema. Como se indicó en el ejemplo 1.1, las fronteras de la planta limitaron el sistema y ahí hubo transferencia de energía dentro y fuera de la planta. La electricidad que es transportada a través de la frontera de la planta puede considerarse como una forma de ***trabajo.*** La transferencia al agua de enfriamiento es más bien un mecanismo de transferencia de energía denominado ***transferencia de calor.***

En el capítulo 2 se estudian con detalle estas dos transferencias de energía, ***trabajo y calor,*** pero en este momento conviene hacer una distinción importante entre ambas. El trabajo se considera que representa un mecanismo de transferencia organizado. Esta transferencia puede emplearse para elevar pesas, mover diafragmas, girar ejes, etc., que con frecuencia corresponden a los productos deseados del sistema termodinámico. Una transferencia de energía en forma de transferencia de calor se considera como un mecanismo de transferencia desorganizado. La transferencia de calor no puede emplearse directamente para elevar un peso, girar un eje, etc. Esta distinción es importante para clasificar los términos de energía que constituyen el principio de conservación de la energía.

Un último punto respecto a esas transferencias de energía es que no pueden "almacenarse" en un espacio o en un material; deben pensarse como una transferencia y por lo tanto necesariamente deben acoplarse con las fronteras del sistema por donde tiene lugar la transferencia. Este punto se desarrolla con mucho más detalle en el capítulo 2.

1.4 Punto de vista macroscópico contra microscópico

El punto de vista microscópico se emplea cuando se desea comprender el proceso o el sistema mediante la consideración de la naturaleza de las partículas materiales. Este punto de vista se enfoca a las moléculas, átomos y aun a los electrones y núcleos. Una descripción completa requiere de un esfuerzo enorme con las aproximaciones adecuadas. Las consideraciones macroscópicas se refieren a ***promedios*** apropiados y observables de los fenómenos microscópicos. por ejemplo, la transfe-

rencia de impulso microscópica entre las moléculas de un gas y una superficie se observa desde el nivel macroscópico como la presión del gas sobre esa superficie. Naturalmente el punto de vista macroscópico tiene consecuencias directas en ingeniería.

La termodinámica clásica es una ciencia macroscópica. Los enunciados fundamentales, o leyes, se refieren a las propiedades macroscópicas de la materia. Cualquier concepto atómico o microscópico debe manifestarse en el comportamiento macroscópico del sistema. Esto no significa que el punto de vista microscópico sea inadecuado para la termodinámica. Una comprensión clara de los fenómenos macroscópicos con frecuencia sólo es posible mediante conceptos microscópicos. Sin embargo, la meta principal de la ingeniería termodinámica es estudiar las propiedades macroscópicas.

En este texto se enfocan los conceptos fundamentales desde un punto de vista macroscópico; sin embargo, se hacen referencias al comportamiento microscópico cuando resulta útil para una mayor claridad en el material presentado.

1.5 Solución de problemas

Uno de los objetivos principales de este texto es presentar una metodología lógica para resolver problemas de ingeniería. El tema de la termodinámica está compuesto de unos pocos principios básicos, que se pueden aplicar a muchos problemas diferentes, algunos de éstos bastante complejos; sin embargo, mediante un tratamiento lógico y cuidadoso generalmente se obtienen soluciones directas.

El tratamiento que se presenta para la solución de los problemas puede ser tan importante como la solución misma. El estudiante debe aprender los principios básicos tanto como los métodos para aplicarlos y no debe ver la solución del problema como una rutina de sustitución en una ecuación adecuada. Más aún, el estudiante debe buscar la generalidad en el problema, aun cuando se trate de resolver un problema de ingeniería o un ejemplo del texto. A lo largo del libro se presentan numerosos ejemplos para demostrar estos conceptos y tratamientos.

Hay diferentes formas de subdividir el tratamiento general de solución de los problemas. Las categorías específicas no son tan importantes como el seguir todos los pasos básicos. Agrupando estos pasos básicos en tres categorías se llega a los elementos siguientes:

1. ***Planteamiento del problema***

   Se evalúa cuidadosamente la información que se presenta. ¿Cuáles son las incógnitas? Determinar cuáles partes del problema son principales y cuáles son secundarias. Un elemento esencial es representar el sistema físico con las fronteras consideradas y el diagrama de los estados (definidos en forma precisa posteriormente) indicando la información conocida y la desconocida. Resolver los detalles de un problema que no se ha comprendido claramente puede conducir a una respuesta correcta, pero no ayuda a conocer los principios fundamentales o a aplicar el tratamiento a nuevos problemas.

   Los sistemas grandes y complejos comprenden muchos subcomponentes complicados y requieren una metodología sistemática para obtener el resultado deseado. La información dada para los procesos componentes debe presentarse

cuidadosamente en forma que los datos y las incógnitas queden claramente definidos. Entonces, los procesos individuales se consideran por separado y, a partir de los subcomponentes, se construye el comportamiento total del sistema.

2. ***Análisis***

Se debe formular y llevar a cabo un plan de ataque para obtener las incógnitas. Este plan se compone de una mezcla de leyes o principios físicos, propiedades de los materiales e hipótesis. Las proporciones específicas dependen del problema y de su complejidad. Esta planeación generalmente da origen a procedimientos iterativos, principalmente en etapas iniciales de este curso, tratando de relacionar la información dada con los principios básicos o con problemas considerados con anterioridad. Un planteamiento diferente del problema puede conducir hacia una dirección posible para la solución. Una vez que el plan se ha formulado, la solución se puede obtener en forma correcta; pero se debe estar seguro de que ***cada*** paso es correcto, ya que es frustrante abandonar un tratamiento correcto por un paso incorrecto. Es necesario comprobar cada paso.

Con cierta frecuencia resulta conveniente conducir la solución en forma algebraica hasta donde sea posible, ya que muchas cantidades pueden cancelarse o simplificarse. Una sustitución numérica temprana ofrece mayores posibilidades de errores numéricos.

3. ***Revisión***

Con frecuencia se omite este paso esencial que resulta importante tanto para obtener el resultado correcto como para la solución del problema. Primero, trate de encontrar una solución alterna al problema para comprobar los resultados. Segundo, el resultado ¿tiene sentido físico? ¿Es correcta la forma en que el resultado depende de los datos? Esta forma de pensar resulta de gran ayuda en el tratamiento de nuevos problemas. Finalmente, trate de generalizar el análisis y de consolidar los conocimientos. ¿Cuáles son los elementos clave del problema?

En los primeros capítulos de este libro se emplea un procedimiento que consiste en la presentación tabular de los estados y de los procesos. Este enfoque no es esencial pero se ha encontrado muy útil para los estudiantes noveles. La presentación de tablas obliga a comprender a fondo el enunciado del problema. Cuando esta tabla se combina con un diagrama de los estados y de los procesos, resulta evidente la dirección para resolver el problema.

1.6 Unidades

Los ingenieros y los científicos necesitan comunicarse con Sus colegas no sólo mediante palabras cuidadosamente definidas, sino también mediante descripciones numéricas de las magnitudes de ciertas cantidades. La magnitud de una cantidad, como el volumen, es función del sistema de unidades empleado para hacer la descripción; por ejemplo, se puede describir el volumen en términos de centímetros cúbicos, pies cúbicos, galones, barriles, etc. Por lo que resulta necesario definir con atención las cantidades, pero se debe ser igualmente cuidadoso al emplear un conjunto de unidades de medida que sea comprendido y aceptado universalmente. Dos sistemas de unidades tienen uso frecuente entre los científicos y los

ingenieros: el sistema inglés de unidades (USCS) (algunas veces llamado sistema convencional en ingenieria) y el SI (Sistema Internacional de Unidades) o sistema internacional. Este último es de uso casi universal fuera de los Estados Unidos. A pesar de los esfuerzos para hacer el SI mundialmente aceptable, en los Estados Unidos la mayor parte de la ingeniería práctica se lleva a cabo de acuerdo al sistema inglés (USCS).

En general es aceptado que el SI ofrece ciertas ventajas sobre el sistema inglés, principalmente un menor número de factores de conversión por memorizar y una elección más simple de la escala de unidades requerida para describir una cantidad debido a la base decimal del sistema.

Cualquier sistema de unidades puede subdividirse en ***unidades básicas y unidades derivadas.*** Se describen las unidades básicas y de ellas se obtienen las unidades derivadas para un conjunto determinado. En la tabla 1.1 se presentan las unidades básicas y algunas unidades derivadas tanto para el sistema USCS como para el SI. Los factores de conversión entre los valores en el SI y en el USCS se dan en el apéndice B. Se deben notar dos puntos claves, marcados con línea en esta tabla. En el sistema inglés la fuerza es una unidad básica, en tanto que el SI la trata como unidad derivada. En el sistema inglés (USCS), la definición original de ciertas unidades conduce al requerimiento de un factor de conversión para muchas ecuaciones.

Mediante un examen de la segunda ley de Newton resulta claro que una masa constante sujeta a una fuerza única F tiene una aceleración a en la dirección de la fuerza. Desafortunadamente, en el sistema inglés tanto la masa como la fuerza se expresan en unidades llamadas libras. Para considerar esta diferencia fundamental entre estas cantidades, la unidad de fuerza siempre recibe el nombre de ***libra fuerza*** (lbf) y la unidad de masa el de ***libra masa*** (lbm), notación que debe emplearse siempre con objeto de evitar confusiones; es decir, ***libra fuerza o libra masa*** y nunca ***libra*** únicamente. La segunda ley de Newton ahora se escribe en el sistema inglés como

$$F \text{ lbf} = m \text{ lbm} \times a \text{ ft/s}^2 \tag{1.1}$$

Sin embargo, aún queda una dificultad. La libra fuerza es una unidad ***básica*** en el sistema inglés. Una libra fuerza se define como la fuerza que acelera una masa de 1 lbm a razón de 32.1740 ft/s^2. Al sustituir estos valores directamente en la ecuación (1. 1), se obtiene

$$1 \text{ lbf} = 1 \text{ lbm} \times 32.1740 \text{ ft/s}^2$$

pero que resulta inconsistente tanto en las unidades como en las magnitudes definidas, ya que todos los términos contienen unidades básicas; por lo tanto, la ecuación (1.1) debe modificarse para incluir el factor de conversión adecuado, con frecuencia denotado explícitamente como g_c; de esta forma, la ecuación (1.1) queda

$$F = \frac{ma}{g_c} \tag{1.2}$$

TABLA 1.1

Cantidad	USCS	SI
	Unidades base	
Longitud	pie, ft	metro, m
Masa	libra-masa, lbm	kilograma, kg
Tiempo	segundo, s	segundo s,
Temperatura	grado fahrenheit, °F	kelvin, K
Fuerza	libra-fuerza, lbf	—
	Unidades derivadas	
Fuerza		newton, N
Presión	Atmósfera, 1 atm = 14.696 lbf/in^2	pascal, Pa
Energía	Btu = 778.16 $lbf \cdot ft$	joule, J
Potencia	Btu/s	watt, W
Calor específico	Btu/(lbm . °F)	J/(kg . K)
Area	ft^2	m^2
Volumen	ft^3	m^3
Densidad	lbm/ft^3	kg/m^3
Velocidad	ft/s	m/s
	Múltiplos en el SI	
	Número	**Prefijo**
	10^{12}	tera, T
	10^{9}	giga, G
	10^{6}	mega, M
	10^{3}	kilo, k
	10^{-2}	centi, c
	10^{-3}	milli, m
	10^{-6}	micro, μ
	10^{-9}	nano, n
	10^{-12}	pico, p

donde g_c tiene el valor de 32.1740 ft · $lbm/(lbf \cdot s^2)$. En el SI, este problema de conversión se evita puesto que la unidad de fuerza, el newton, es una unidad ***derivada*** definida como la fuerza que acelera 1 kg masa a razón de 1 m/s^2. Sustituyendo estos valores en la ecuación (1.2) se ve que el valor de g_c resulta simplemente 1 kg . m/(N . s) y g_c no se considera en las ecuaciones que emplean exclusivamente las unidades en SI.

En esta versión del texto, las ecuaciones muestran el factor de conversión g_c cuando se requiere. Debe ***recordarse*** que este factor de conversión **no es necesario** en el SI, en tanto que sí lo es en el sistema inglés.

Ejemplo 1.2

En la superficie de la Tierra, una libra masa está unida al extremo de un resorte acoplado a una escala; tanto la masa como la escala son llevadas a la superficie de la Luna por un astronauta emprendedor. La aceleración gravitacional en la superficie de la Luna es un sexto de la correspondiente a la superficie de la Tierra. ¿Cuál será la lectura en la escala para cada uno de estos casos?

Solución

La masa de un objeto no resulta afectada por el campo gravitacional local. En ambos casos la fuerza ejercida por la masa sobre el resorte es igual a la fuerza ejercida sobre la masa por la gravedad (peso), o sea

$$F = \frac{ma}{g_c} = \frac{mg}{g_c}$$

Sobre la superficie de la Tierra, la escala debe leer entonces (empleando $g = 32.1740\ \mathrm{ft/s^2}$)

$$F = \frac{(1\ \mathrm{lbm})(32.1740\ \mathrm{ft/s^2})}{(32.1740\ \mathrm{ft \cdot lbm})/(\mathrm{lbf \cdot s^2})} = 1\ \mathrm{lbf} = 4.448\ \mathrm{N}$$

y en la Luna

$$F = \frac{(1\ \mathrm{lbm})(\frac{1}{6})(32.1740\ \mathrm{ft/s^2})}{(32.1740\ \mathrm{ft \cdot lbm})/(\mathrm{lbf \cdot s^2})} = \frac{1}{6}\ \mathrm{lbf} = 0.7413\ \mathrm{N}$$

Comentarios

Nótese que la masa no cambia en ninguno de los casos y que el peso ***F***, indicado por la escala acoplada al resorte, depende del campo gravitacional en el que se usa la escala. Piense ahora en una balanza de platillos, de uso en química, para determinar la masa y el peso del objeto empleado en el experimento anterior.

1.7 Antecedentes matemáticos†

En esta sección se ofrece un repaso de las matemáticas necesarias para el estudio de la termodinámica. Las matemáticas requeridas en termodinámica son mínimas, sin embargo, es importante tener una clara comprensión de los elementos necesarios. Es posible distinguir entre las leyes físicas de la termodinámica y las manipulaciones matemáticas. Algunas dificultades que surgen para comprender la termodinámica se pueden atacar en sus orígenes, mediante una clara distinción entre manipulación matemática y principio físico. Esta sección se volverá a considerar en el texto cuando así se requiera.

En esta sección se da un repaso de las matemáticas necesarias más que un riguroso desarrollo del tema. Existen excelentes referencias para mayores detalles **[1,2,3]**.

1.7.1 Representación de las funciones

Considérese la función

$$f(x, y, z) = c = \text{constante}$$

† Esta sección será necesaria en capítulos subsecuentes.

que representa una superficie en un espacio tridimensional de coordenadas x, y, z. La figura 1.1 muestra un ejemplo de una función así. Dos variables cualesquiera de las tres especifican unívocamente el valor de la tercera. Por lo tanto, una representación alterna es

$$z = z(x, y) \tag{1.4}$$

donde el valor de z esta unívocamente especificado por los valores de x y y. Una superficie general se específica matemáticamente en términos de n variables. La representación física de la superficie general con n variables es difícil de representar en un dibujo cuando n es mayor que 3.

La intersección de la superficie con un plano paralelo a dos de las coordenadas forma una línea. Por ejemplo, en la figura 1.1, un plano xz puede intersecar la superficie a las coordenadas de y con valor de y_1, y_2, y_3, etc. Las líneas de in-

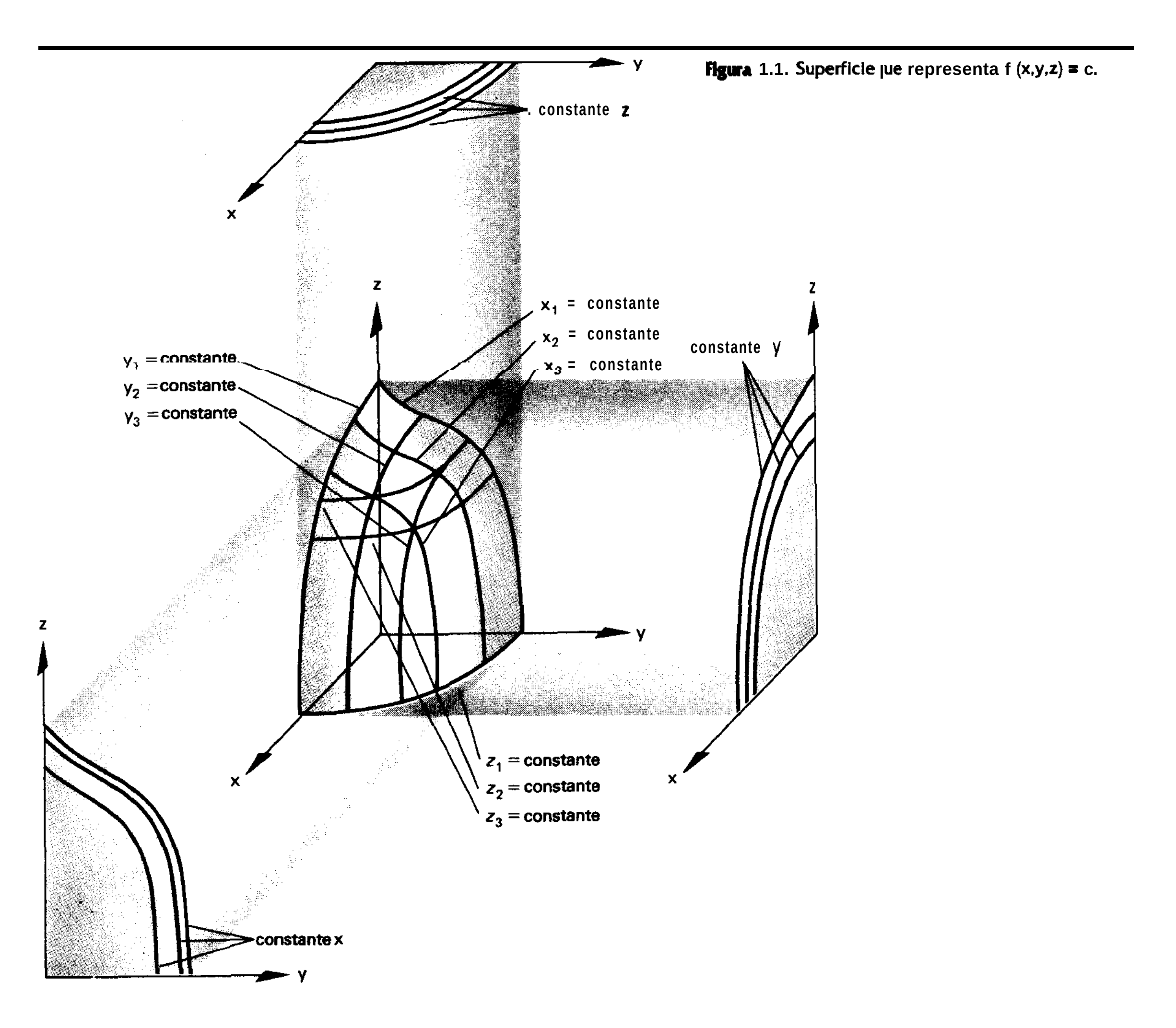


Figura 1.1. Superficie que representa f (x,y,z) = c.

tersección se muestran como líneas de y = constante. Estas líneas pueden proyectarse sobre el plano de coordenadas xz para formar una representación bidimensional de la superficie. En la figura 1.1 se muestran las representaciones en las superficies *xz*, *xy* y, en forma similar, las de *yz*.

Un sistema general de coordenadas se compone de variables ***independientes,*** que pueden variar independientemente sin que haya cambio en las otras. Las coordenadas *x*, *y* y *z* son variables independientes para un sistema general de coordenadas. El concepto de una variable ***dependiente*** surge al introducir una función como la ecuación (1.3). Ya antes se indicó que dos variables especifican unívocamente la tercera para una superficie, de modo que una variable depende de las otras dos variables independientes. Una convención estándar indica una notación funcional parentérica para las variables independientes; así, por ejemplo, la ecuación (1.4) representa la variable dependiente *z* como función de las variables independientes x y y. Esta notación de variables independientes y dependientes es arbitraria. Otras formas de expresión son

$$x = x(y, z) \tag{1.5}$$

Y

$$y = y(x, z) \tag{1.6}$$

La ecuación (1.3) es llamada una representación ***implícita*** de la función o de la superficie. Las variables dependientes e independientes no se indican directamente y pueden variar de una consideración a otra. Las ecuaciones (1.4) a (1.6) reciben el nombre de representaciones ***explícitas.***

1.7.2 Derivadas parciales

Una ***derivada parcial*** representa la rapidez del cambio de una variable dependiente respecto a una sola variable independiente, cuando todas las otras variables independientes se mantienen constantes. Matemáticamente esto se escribe como

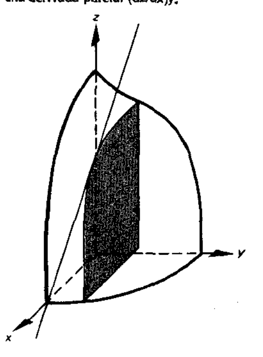
$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \equiv \lim_{\Delta x \to 0} \frac{z(x + \Delta x, y) - z(x, y)}{\Delta x} \tag{1.7}$$

para la superficie descrita por la ecuación (1.4). La derivada se toma con respecto a la variable independiente x, manteniendo y constante; esto representa geométricamente la pendiente de una curva obtenida al pasar un plano paralelo a las coordenadas x y z (a y constante) por la superficie, como se muestra en la figura 1.2. Para el ejemplo tridimensional de la ecuación (1.4), existen dos variables independientes; por lo tanto, otra posible derivada parcial es

$$\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x = \lim_{\Delta y \to 0} \frac{z(x, y + \Delta y) - z(x, y)}{\Delta y} \tag{1.8}$$

Las derivadas parciales generalmente dependen de valores particulares de las variables independientes; es decir, la pendiente de la línea sobre la superficie es fun-

Figura 1.2 Representación geométrica de una derivada parcial (dz/dx)y.



ción del plano específico y en consideración y del punto específico x sobre la línea. Por lo tanto, es posible obtener derivadas parciales de las derivadas parciales. La segunda derivada se escribe

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y\right]_y = \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \tag{1.9}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y\right]_x = \frac{\partial^2 z}{\partial y\,\partial x} \tag{1.10}$$

Para funciones unívocas y continuas (lo usual en termodinámica) el resultado es independiente del orden en que se efectúe la diferenciación, por lo que

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y\,\partial x} = \frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y} \tag{1.11}$$

Ejemplo 1.3

Para un gas ideal se tiene la relación $P = mRT/V$, donde P es la presión, V *es* el volumen, m es la masa, R la constante de los gases y T es la temperatura. Verifique la ecuación (1.11) cuando m y R son constantes.

Solución

Sea $P = P(V, T)$. Las primeras derivadas respecto a las variables independientes V *y* T son

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = -\frac{mRT}{V^2}$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \frac{mR}{V}$$

Las segundas derivadas son

$$\left[\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T\right]_V = -\frac{mR}{V^2}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V\right]_T = -\frac{mR}{V^2}$$

lo cual satisface la igualdad de la ecuación (1. ll).

Diferencial total

Las derivadas parciales representan las pendientes de las líneas tangentes a la superficie para un plano paralelo a los ejes coordenados. El cambio en z correspondiente a un cambio infinitesimal en x para y constante es

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y dx \tag{1.12}$$

Cuando el cambio en z se debe a cambios simultáneos en x y y, queda

$$Az = z(x + Ax, y + Ay) - z(x, y) \tag{1.13}$$

La suma y resta de $z(x, y + Ay)$ conduce a

$$\Delta z = \frac{z(x+\Delta x, y+\Delta y) - z(x, y+\Delta y)}{Ax}\Delta x + \frac{z(x, y+\Delta y) - z(x, y)}{AY} Ay \tag{1.14}$$

si se consideran los cambios infinitesimales (tomando los límites cuando $Ax \rightarrow 0$ y $Ay \rightarrow 0$) se obtiene

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x dy \tag{1.15}$$

que representa la ***diferencial total*** de z. Las expresiones para la derivada parcial y la diferencia total pueden extenderse a más variables independientes.

Relaciones entre las derivadas parciales

Como en el caso de las derivadas ordinarias, las identidades de los productos siguientes son válidas:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x = -1 \tag{1.16}$$

y

$$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z = 1 \qquad \text{o} \qquad \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z = \frac{1}{(\partial x/\partial y)_z} \tag{1.17}$$

Se necesita otra relación importante entre las derivadas parciales para cambiar de un conjunto de variables independientes a otro. Cuando $z(x, y)$ se desea en la forma $z(x, w)$, es necesario expresar a y como y = $y(x, w)$. La diferencial total de $z(x, y)$ es

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x dy \tag{1.18}$$

con $y = y(x, w)$,

$$dy = \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_w dx + \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)_x dw \tag{1.19}$$

Sustituyendo la ecuación (1.19) en la ecuación (1.18) se obtiene

$$dz = \left[\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_w\right] dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)_x dw \tag{1.20}$$

que es exactamente la forma deseada de $z(x, w)$. La diferencial total de $z(x, w)$ es

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_w dx + \left(\frac{\partial z}{\partial w}\right)_x dw \quad (1.21)$$

Comparando las ecuaciones (1.20) y (1.21) se ve que

$$\left(\frac{\partial z}{\partial w}\right)_x = \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)_x \quad (1.22a)$$

o

$$\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)_x \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_x = 1 \quad (1.22b)$$

y

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_w = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_w \quad (1.23)$$

A esta última expresión se le llama ***regla de sustitución*** y se emplea para cambiar las variables independientes.

1.7.3 Integración

En termodinámica es frecuente encontrar dos tipos de integración. El primero es la integración ordinaria, que equivale a la derivada ordinaria en la diferenciación. El segundo tipo es la integral de línea, que corresponde a la derivada parcial en la diferenciación. Este paralelismo no es completo, pero sirve para distinguir entre los dos tipos de integración.

La integral ordinaria de una función continua $f(x)$ entre dos límites x_1 y x_2 se denota por

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x)\, dx \quad (1.24)$$

que geométricamente representa el área bajo la curva de $f(x)$, como se indica en la figura 1.3. La integral ordinaria corresponde a una suma infinita de cortes infinitesimales que forman el área indicada. El teorema fundamental del cálculo relaciona la diferenciación con la integración como sigue

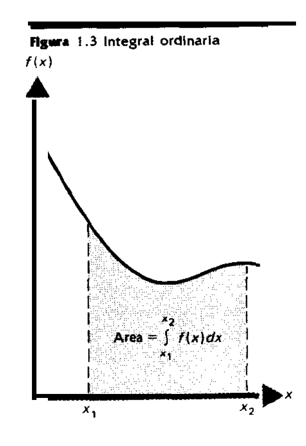


Figura 1.3 Integral ordinaria

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x)\, dx = g(x_2) - g(x_1) \quad (1.25)$$

donde

$$\frac{dg(x)}{dx} = f(x) \quad (1.26)$$

A g(x) con frecuencia se le llama una ***antiderivada.*** Una representación alterna de la integración ordinaria está dada por la combinación de las ecuaciones (1.25) y (1.26):

$$\int_{x_1}^{x_2} dg(x) = g(x_2) - g(x_1) \quad (1.27)$$

La extensión de la integración ordinaria a más de una variable representa la suma de una diferencial sobre una curva especificada; se escribe como

$$\int_{x_1,y_1}^{x_2,y_2} dg(x, y) \tag{1.28}$$

La integral de línea no se representa por un área, como es el caso de la integración ordinaria, y se le introduce más fácilmente mediante un ejemplo.

Ejemplo 1.4

El trabajo requerido para mover una partícula desde la posición 1 hasta la 2 siguiendo una trayectoria en un campo de fuerza F, está dado por

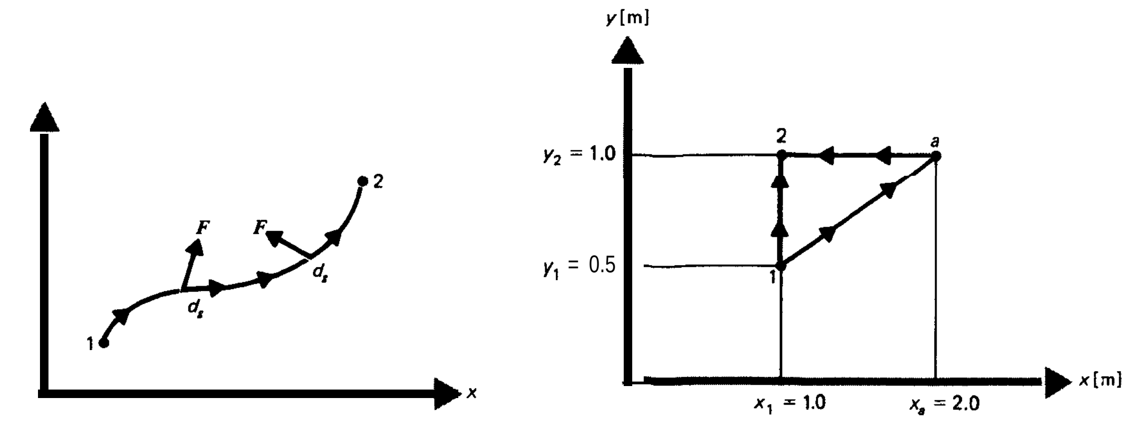
$${}_1W_2 = \int_1^2 \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}$$

donde ds es la longitud diferencial y el punto lleno central indica el producto punto. Para una trayectoria general y la fuerza indicada a continuación, las componentes están dadas por F = $F_x \hat{\imath} + F_y j$ y $ds = dx\hat{\imath} + dy\, j$. En consecuencia, la expresión para el trabajo queda

$${}_1W_2 = \int_1^2 (F_x\, dx + F_y\, dy)$$

Evalúe el trabajo realizado para las dos trayectorias de 1 a 2 indicadas a continuación, si $F_x = y$ N y $F_y = c = 1$ N.

Diagramas



Solución

La integral de línea requerida para la trayectoria *directa es*

$${}_1W_2 = \int_1^2 (y\, dx + c\, dy)$$

A lo largo de esta trayectoria x = constante = x_1, por lo que $dx = 0$ y

$$_1W_2 = \int_1^2 y\, dx^{\nearrow 0} + c\int_1^2 dy = c(y_2 - y_1)$$

$$= (1)(1 - 0.5)\ \text{N}\cdot\text{m} = 0.5\ \text{N}\cdot\text{m} = 0.5\ \text{J} = 0.37\ \text{lbf}\cdot\text{ft}$$

La integral de línea requerida para la trayectoria ***indirecta*** pasando por la posición ***a*** es

$$_1W_2 = \int_1^a (y\,dx + c\,dy) + \int_a^2 (y\,dx + c\,dy)$$

Cada integral se considera por separado y tiene sus características particulares. La primera integral del lado derecho a lo largo de la línea esta dada por

$$\frac{y - y_1}{x - x_1} = \frac{y_2 - y_1}{x_a - x_1} = \text{pendiente} \equiv m$$

o

$$y = y_1 + \left(\frac{y_2 - y_1}{x_a - x_1}\right)(x - x_1)$$
$$= y_1 + m(x - x_1)$$

Por lo tanto, la primera integral es

$$\int_1^a (y\,dx + c\,dy) = \int_1^a [y_1 + m(x - x_1)]\,dx + \int_1^2 c\,dy$$
$$= y_1(x_a - x_1) + \frac{m}{2}(x_a - x_1)^2 + c(y_2 - y_1)$$

Sustituyendo ***m*** se obtiene

$$\int_1^a (y\,dx + c\,dy) = y_1(x_a - x_1) + \tfrac{1}{2}(y_2 - y_1)(x_a - x_1) + c(y_2 - y_1)$$

La segunda integral se realiza a lo largo de la trayectoria paralela al eje x, por lo que y = constante = y_2. Así,

$$\int_a^2 (y\,dx + c\,dy) = \int_a^2 y\,dx + c\int_a^2 dy^{\nearrow 0}$$
$$= y_2(x_2 - x_a) = y_2(x_1 - x_a)$$

En consecuencia, el trabajo realizado por la trayectoria indirecta resulta

$$_1W_2 = y_1(x_a - x_1) + \tfrac{1}{2}(y_2 - y_1)(x_a - x_1) + c(y_2 - y_1) + y_2(x_1 - x_a)$$
$$= (y_1 - y_2)(x_a - x_1) + \tfrac{1}{2}(y_2 - y_1)(x_a - x_1) + c(y_2 - y_1)$$
$$= (-0.5)(1) + (0.5)(0.5)(1) + (1)(0.5) = 0.25\ \text{J} = 0.18\ \text{ft}\cdot\text{lbf}$$

Comentarios

La integral de línea se escribe para cada variable y se hace uso de las reglas

de la integración ordinaria. El trabajo realízado es diferente para cada trayectc ria y en general depende de la trayectoria considerada, por lo que en los capítulos subsecuentes se debe emplear una notación especial para indicar que se trata de semejante función.

La integral de línea depende de la dirección de la integración, así que para una trayectoria dada

$$\int_{x_1, y_1}^{x_2, y_2} dg(x, y) = -\int_{x_2, y_2}^{x_1, y_1} dg(x, y) \qquad (1.29)$$

1.7.4 Diferenciales exactas e inexactas

Las diferenciales exactas e inexactas juegan un papel importante en termodinámica. El conocer si se trata de una diferencial exacta da indicación de ciertos datos sobre la cantidad. Considérese la expresión de la diferencial general dada por

$$dz(x, y) = g(x, y)\, dx + h(x, y)\, dy \qquad (1.30)$$

Esta es una ***diferencial exacta*** si existe una función $z(x, y)$ donde $dz(x, y)$ es una diferencial total [véase la ecuación (1.15)]; pero será una ***diferencial inexacta*** si no existe una función de x y de y que conduzca a la ecuación (1.30). A continuación se dan tres condiciones que deben satisfacer las diferenciales exactas:

$$\left[\frac{\partial g(x, y)}{\partial y}\right]_x = \left[\frac{\partial h(x, y)}{\partial x}\right]_y \qquad (1.314$$

$\int_{x_1, y_1}^{x_2, y_2} dz(x, y)$ = únicamente función de los puntos extremos e independiente de la trayectoria. ***(1.316)***

$\oint_C dz(x, y) = 0$ i.e., la integral sobre cada trayectoria cerrada C es cero. (1.314

La ecuación (1.31*a*) resulta útil como prueba de exactitud. No se presentan pruebas completas de estas condiciones, pero a continuación se dan ejemplos que las demuestran.

Las diferenciales inexactas se denotan por δz para distinguir claramente estas funciones que dependen de la trayectoria de las diferenciales exactas.

Ejemplo 1.5

Determine si las siguientes diferenciales son exactas o inexactas mediante la condición expresada por la ecuación (1.3 ***la).***

(*a*) $y\,dx + x\,dy$

(*b*) $y\,dx - x\,dy$

Solución

Al comparar estas diferenciales con la ecuación (1.30) y después de realizar las derivadas indicadas en la ecuación (1.3 la) se obtiene

(*a*) $g(x, y) = y$ Y $\left[\frac{\partial g(x, y)}{\partial y}\right]_x = 1$

$h(x, y) = x$ y $\left[\frac{\partial h(x, y)}{\partial x}\right]_y = 1$

Así pues, la ecuación (1.31*a*) indica que esta diferencial es ***exacta.***

(*b*) $g(x, y) = y$ Y $\left[\frac{\partial g(x, y)}{\partial y}\right]_x = 1$

$h(x, y) = -x$ y $\left[\frac{\partial h(x, y)}{\partial x}\right]_y = -1$

por lo tanto, esta diferencial ***es inexacta.***

Comentario

¿Cómo es la diferencial del ejemplo 1.4, exacta o inexacta? (Es inexacta)

Ejemplo 1.6

Determine cuál de las diferenciales del ejemplo 1.5 satisfacen las condiciones dadas en la ecuación (1.31*b*), para las dos trayectorias entre 1 y 2 que se muestran en la figura.

Solución

a) La integral a lo largo de la trayectoria l-a-2 es

$${}_1I_2 = \int_1^2 (y\,dx + x\,dy)$$

Para la trayectoria 1-*a*-2,

$${}_1I_2 = \int_1^a (y\,dx + x\,dy) + \int_a^2 (y\,dx + x\,dy)$$

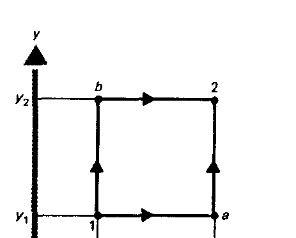
donde y es constante e igual a y_1 de 1 a *a* y x es constante e igual a x_2 de *a* a 2. En consecuencia,

$${}_1I_2 = y_1 \int_1^a dx + x_2 \int_a^2 dy$$

$$= y_1(x_2 - x_1) + x_2(y_2 - y_1) = x_2y_2 - x_1y_1$$

Para la trayectoria 1-*b*-2,

$${}_1I_2 = \int_1^b (y\,dx + x\,dy) + \int_b^2 (y\,dx + x\,dy)$$



donde $x = x_1$ de 1 a b y $y = y_2$ de b a 2. Por lo tanto,

$$_1I_2 = x_1 \int_1^b dy + y_2 \int_b^2 dx$$
$$= x_1(y_2 - y_1) + y_2(x_2 - x_1) = x_2y_2 - x_1y_1$$

Las integrales son independientes de la trayectoria; en consecuencia esta diferencial ***es exacta.***

b) Se repite el mismo proceso para esta diferencial, por lo que algunos pasos pueden eliminarse. Para la trayectoria ***l-a-2,***

$$_1I_2 = y_1 \int_1^a dx - x_2 \int_a^2 dy$$
$$= y_1(x_2 - x_1) - x_2(y_2 - y_1) = 2x_2y_1 - x_1y_1 - x_2y_2$$

Para la trayectoria 1-b-2,

$$_1I_2 = -x_1 \int_1^b dy + y_2 \int_b^2 dx$$
$$= -x_1(y_2 - y_1) + y_2(x_2 - x_1) = -2x_1y_2 + x_1y_1 + x_2y_2$$

Esta integral depende de la trayectoria; por consiguiente, es una diferencial ***inexacta.***

Ejemplo 1.7

Considere las diferenciales del ejemplo 1.5 para la trayectoria cerrada l-a-241 que se muestra en el ejemplo 1.6 y determine cuáles diferenciales satisfacen la condición expresada por la ecuación (1.31~).

Solución

Es factible descomponer esta integral cíclica en cuatro partes separadas, donde pueden emplearse muchos de los cálculos realizados en el ejemplo 1.6. Un punto clave es el signo negativo resultante de la dirección de la integración, como se indica en la ecuación (1.29).

a) La integral es

$$\oint (x\,dy + y\,dx) = \left[\int_1^a (x\,dy + y\,dx) + \int_a^2 (x\,dy + y\,dx)\right] + \left[\int_2^b (x\,dy + y\,dx) + \int_b^1 (x\,dy + y\,dx)\right]$$

Empleando el material del ejemplo 1.6 se obtiene

$$\oint (x\,dy + y\,dx) = (x_2y_2 - x_1y_1) - (x_2y_2 - x_1y_1) = 0$$

que es la tercera condición para tener una diferencial ***exacta.***

b) La integral es

$$\oint (y\,dx - x\,dy) = \left[\int_1^a (y\,dx - x\,dy) + \int_a^2 (y\,dx - x\,dy)\right] + \left[\int_2^b (y\,dx - x\,dy) + \int_b^1 (y\,dx - x\,dy)\right]$$

Empleando el material del ejemplo 1.6 se obtiene

$$\begin{aligned}\oint (y\,dx - x\,dy) &= (2x_2y_1 - x_1y_1 - x_2y_2) - (-2x_1y_2 + x_1y_1 + x_2y_2)\\ &= 2(x_2y_1 + x_1y_2) - 2x_1y_1 - 2x_2y_2\\ &\neq 0\end{aligned}$$

y tal como lo indica la tercera condición, se trata de una diferencial inexacta

Comentarios

Estos tres ejemplos corresponden a las aplicaciones de las condiciones para las diferenciales exactas e inexactas. Reconsidere la diferencial del ejemplo 1.4. Está diferencial es inexacta, como se puede encontrar mediante la ecuación (1.31).

En los capítulos siguientes se tratarán las propiedades termodinámicas y los procesos de transferencia de energía. Se podrá observar que las diferenciales de las propiedades termodinámicas son exactas, en tanto que las diferenciales de los procesos de transporte de energía son inexactas.

1.8 Enfoque del texto

La termodinámica trata sobre las transformaciones de la energía. La presentación de los conceptos requiere una comprensión inicial de las definiciones básicas de sistemas, procesos y estados. Para entender las transformaciones de la energía de un sistema se deben definir los mecanismos de transferencia de energía en las formas de trabajo y calor. Posteriormente se pueden presentar los principios fundamentales de la termodinámica. El núcleo de este tema está constituido por la parte de la termodinámica que incluye las definiciones básicas, los conceptos y leyes.

Otro aspecto importante de un curso introductorio de termodinámica corresponde al conjunto de las propiedades termodinámicas. Este aspecto incluye las formas gráfica y tabular, así como las ecuaciones de las cantidades que describen los **estados** de una sustancia. El uso de las propiedades termodinámicas es esencial para resolver los problemas, aunque las propiedades en detalle no sean una parte fundamental de las leyes de la termodinámica.

La tercera parte del estudio de la termodinámica consiste en la aplicacibn de los conceptos fundamentales a problemas particulares que interesan a los ingenieros.

Estos tres elementos forman la base de cualquier presentación de la termodinámica en ingeniería. Naturalmente que los elementos fundamentales, incluyendo los conceptos básicos, deben tratarse primero; mediante una secuencia lógica deberán estudiarse a continuación las propiedades, y luego las aplicaciones. En este texto se hace una presentación un poco diferente aunque igualmente lógica: los conceptos básicos, las propiedades y las aplicaciones se tratan simultáneamente, de tal manera que se obtiene el conocimiento aplicado de las propiedades al introducirse los conceptos básicos. Las aplicaciones prácticas de los principios fundamentales pueden realizarse en cuanto se hayan presentado las leyes.

Problemas

1.1 En un sistema de unidades el pie, el segundo y la libra fuerza, respectivamente, constituyen las unidades básicas para la longitud, el tiempo y la fuerza . El conjunto de unidades derivadas incluye la masa, cuya unidad derivada recibe el nombre de ***slug***. Mediante la segunda ley de Newton $F = ma$, determine la relación entre el slug y las unidades de longitud, tiempo y fuerza antes mencionadas.

1.2 Determine los valores en el SI para las cantidades siguientes: 6 ft, 200 lbm, 70°F, 25 lbf/ft^2 y 1 atm.

1.3 Determine los valores en el SI para las siguientes cantidades relacionadas con la energía: 1 $Btu/(ft^2 \cdot h)$, 13,000 Btu/lbm y 50,000 Btu/h.

1.4 Una función se representa como

$$P = C\frac{T}{V}$$

donde P es la presión, T es la temperatura, V es el volumen y C es una constante.

a) ¿Es esta representación implícita o explícita?
b) ¿Cuáles son las variables dependientes y cuáles las independientes?
c) Grafique la función.

1.5 Determine la representación matemática en términos de derivadas parciales de los cambios infinitesimales que se dan a continuación. Considere un gas contenido en un tanque cerrado. Todos los procesos tienen lugar a presión constante.

a) La temperatura del gas se altera por cambios en la masa del gas. El tanque tiene un volumen constante durante este proceso.
b) La temperatura del gas se altera por cambios del volumen del gas. La masa en el tanque se mantiene a un valor constante durante este proceso.

Escriba la diferencial total de la variable dependiente en términos de las derivadas parciales.

1.6 La representación implícita de una función está dada por

$$f(U, S, V) = 0$$

donde U es la energía interna, S la entropía y V el volumen.
a) Escriba la forma funcional indicando que U es la variable dependiente, en tanto que S y V son las variables independientes.
b) Escriba la expresión para la diferencial total de U, dU, en términos de las derivadas parciales y de diferenciales.
c) Dibuje esquemáticamente una representación de las dos derivadas parciales de (b).

1.7 Dibuje esquemáticamente las siguientes derivadas parciales para una superficie arbitraria:

superficie: $\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y$, $\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V$, y $\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V$

1.8 Determine la diferencial total de la función $z = z(y_1, y_2, y_3, \ldots, y_n)$, donde existen n variables independientes. Escriba la diferencial total dz en función de las derivadas parciales apropiadas.

1.9 Desarrolle la relación dada en la ecuación (1.16) como

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x = -1$$

Empiece considerando la diferencial total de $z = z(x, y)$ para el caso particular de una z constante ***(dz = 0).***

1.10 Evalúe las siguientes integrales ordinarias y represente los valores como áreas en los diagramas apropiados.

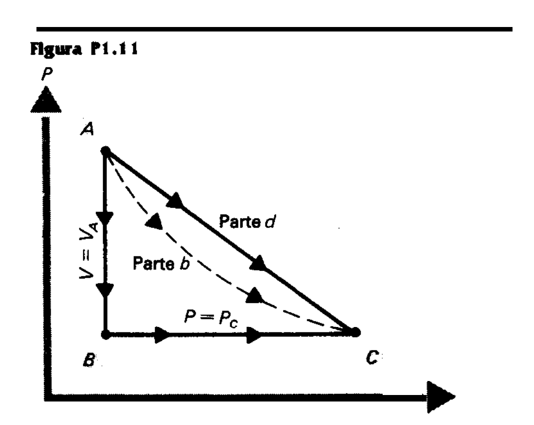
(a) $\int_{x=1}^{x=2} x\, dx$

(*b*) $5 \int_{x=1}^{x=2} dx$

(*c*) $\int_{x=0}^{x=3} (3 - x)\, dx$

1.11 Evalúe las integrales de línea de A a C para las trayectorias indicadas en la figura P1.11 (Observe que la relación para gases ideales $PV = mRT$ *se* emplea en este problema con m *y* R constantes).

(*a*) $\int_{A-B-C} P\, dV$



(*b*) $\int_{A-C} P\,dV$ donde $P = \frac{mRT}{V} = \frac{\text{constante}}{V}$

(*c*) $\int_{A-B-C} \left(\frac{P}{mR}\,dV + \frac{V}{mR}\,dP \right)$

(*d*) $\int_{A-C} \left(\frac{P}{mR}\,dV + \frac{V}{mR}\,dP \right)$

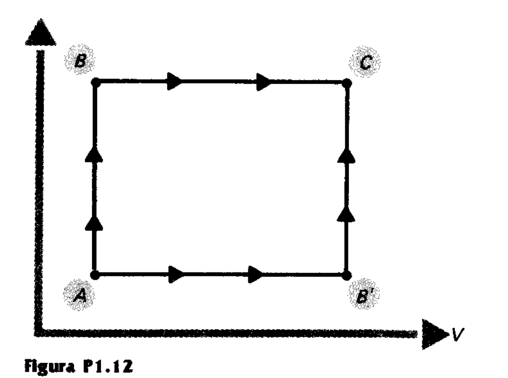


Figura P1.12

1.12 Evalúe las integrales de línea de A a C para las trayectorias específicas indicadas en la figura P1. 12 (considere constantes m y R).

(*a*) $\int_{A-B-C} \left(\frac{mR}{P}\,dT - \frac{mRT}{P^2}\,dP \right)$

(*b*) $\int_{A-B'-C} \left(\frac{mR}{P}\,dT - \frac{mRT}{P^2}\,dP \right)$

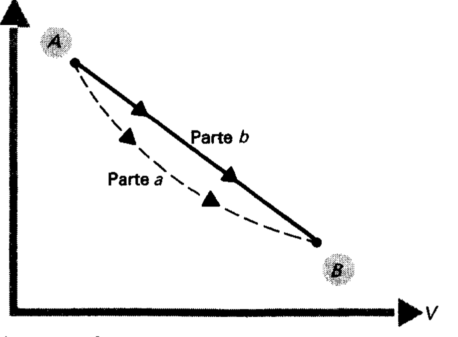


Figura P1.13

1.13 Evalúe las integrales de línea de A a B para las trayectorias específicas indicadas en la figura P1.13

(*a*) $\int_{A-B} P\,dV$ Referente a la tolerancia dada por

$$P = \frac{\text{constante}}{V} - \frac{C}{V}$$

(*b*) $\int_{A-B} P\,dV$ Referente a la tolerancia de A y B

1.14 ¿Cuáles de las siguientes funciones de $z = z(x, y)$ son exactas y cuáles inexactas? Compruebe sus respuestas.

(*a*) $dz = x\,dx + x\,dy$

(*b*) $dz = y\,dx$

(*c*) $dz = \sin y\,dx - \cos x\,dy$

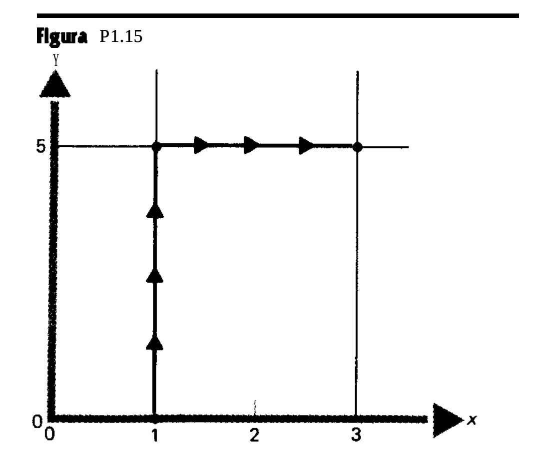
(*d*) $dz = xy^2\,dx + x^2y\,dy$

1.15 La diferencial de la función $z(x, y)$ está dada por

$$dz = xy^3\,dx + \tfrac{3}{2}(xy)^2\,dy$$

a) ¿Es dz una diferencial exacta? Compruebe su respuesta.?
b) ¿Cuál es el valor de $z_2 - z_1$ entre los puntos ($x_1 = 1$, $y_1 = 0$) y ($x_2 = 3$, $y_2 = 5$) a lo largo de la trayectoria indicada en la figura P1.15?

Figura P1.15



1.16 ¿Qué relaciones se requieren entre las derivadas parciales para que la siguiente diferencial sea exacta?

(*a*) $-P\,dV - S\,dT$

(*b*) $V\,dP - S\,dT$

1.17 La diferencial total de una propiedad llamada *entalpía es* una diferencial exacta y está dada por

$$dH = T\,dS + V\,dP$$

donde T es la temperatura, S es otra propiedad llamada entro-*pía,* Ves el volumen y P es la presión. Represente la temperatura y el volumen como derivadas parciales y determine la relación entre la temperatura y el volumen.

1.18 Dado que dU es una diferencial exacta y que

$$dU = T\,dS - P\,dV$$

donde U es la energía interna, S la entropía y T, P y V son la temperatura, presión y volumen, respectivamente.

a) ¿Cuáles son las variables dependientes y cuáles las independientes?
b) Exprese T y P como derivadas parciales
c) ¿Cuál es la relación entre T y P?

1.19 Dado que

$$dz = -2dx + \tfrac{3}{2}x^2y^2\,dy$$

aı

$$dw = xy^3\,dx - y\,dy$$

a) ¿Son dz y dw diferenciales exactas?
b) ¿Es $dz + dw$ una diferencial exacta?

1.20 Determine si existe algún valor de $A(y)$ que permita que las funciones $d\phi$ y $d\mu$, dadas a continuación, sean diferenciales exactas. Posteriormente encuentre algunos valores de $A(y)$ tales que $dz = d\mu + d\phi$ resulte una diferencial exacta.

$$d\mu = A(y)y\,dx + dy$$

$$d\phi = A(y)\,dx + x\,dy$$

Referencias

1. C. R. Wylie, Jr., ***Advanced Engineering Mathematics,*** McGraw-Hill, New York, 1966.
2. P. H. Badger, ***Equilibrium Thermodynamics,*** Allyn and Bacon, Boston, 1967.
3. S. M. Blinder, "Mathematical Methods in Elementary Therrnodynamics," ***Journal of Chemical Education,*** vol. 43, no. 2, 1966, pp. 85 -92.

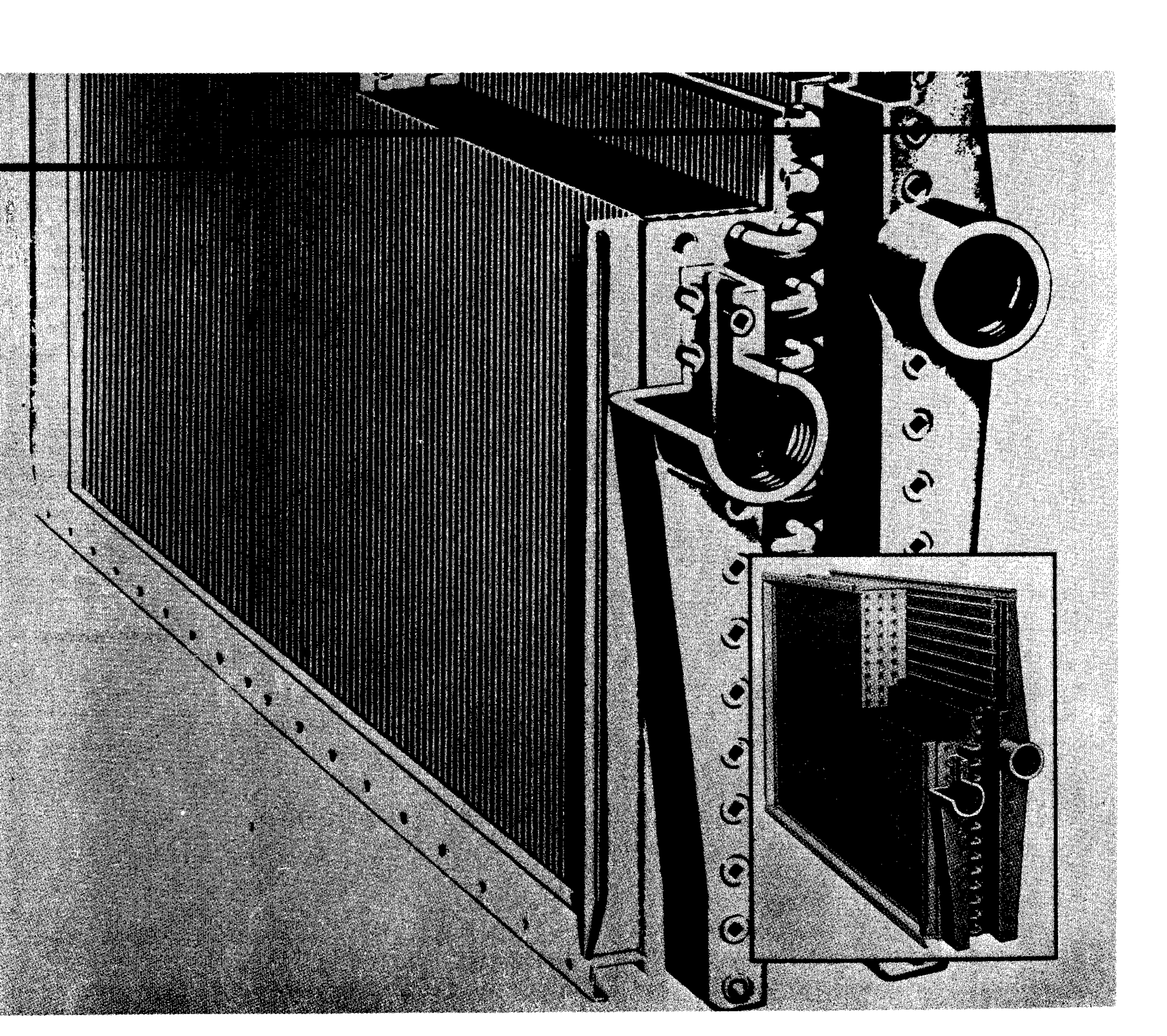


Energía y transferencia de energía

Los tornillos son tan pequeños, baratos y simples que con frecuencia se cree que tienen poca importancia; pero al aumentar las exigencias del control de calidad, un tornillo particular ya no se considera ni barato ni pequeño ni sin importancia. Justamente este tornillo es ahora tan valioso como el precio de venta de la motocicleta entera, puesto que en realidad la motocicleta no tiene valor hasta que el tornillo está en su lugar. Con esta revaloración del tornillo, aumentan los deseos de saber más sobre él.

Robert M. Pirsig, Zen and the Art of Motorcycle Maintenange, William Morrow and Co., Inc., Nueva York, 1974, usado con autorización.

Corte de un intercambiador de calor de agua caliente a aire para un sistema de calentamiento a escala comercial (*The Trane Company*).



2.1 Introducción

En todos los campos especializados, por ejemplo en leyes y economía, se emplean términos con cierto significado específico, que pueden diferir del que tienen en la conversación cotidiana. Para estar seguros de tener una comunicación precisa, tanto en el salón de clases como con otros ingenieros y científicos, es necesario que las definiciones empleadas en la termodinámica sean siempre las mismas y que sean completas y precisas en lo posible.

El objetivo de este capítulo es definir los términos básicos de la termodinámica. En capítulos posteriores, se introducirán y definirán términos y conceptos adicionales; sin embargo, los términos que se definirán aquí son suficientes para iniciar el estudio de la termodinámica.

2.2 Conceptos y definiciones

Para iniciar el estudio de la termodinámica se debe considerar cierta cantidad definida de materia, respecto a la cual se examina el comportamiento de la energía en tanto que interactúa con dicha materia.

2.2.1 Sistema y alrededores

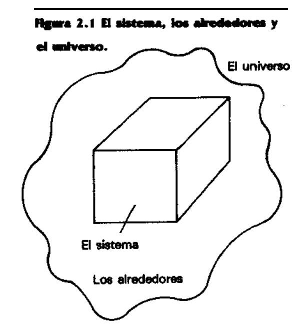
Por ejemplo, se desea determinar la temperatura de una crema de afeitar cuando sale del tubo a presión o encontrar el trabajo que entrega una turbina de vapor en una planta de potencia. ¿Cuál es la "cantidad definida de materia" que se debe examinar en cada caso?

Cualquier cantidad de esa materia obviamente es una subclase de toda la materia. Supóngase que se empieza por definir el universo como la totalidad de la materia existente.

Ahora bien, para concretar la parte del universo que se desea estudiar por una razón particular, es necesario definir un ***sistema*** como la parte del universo que se ha separado para su examen y análisis. En muchos problemas de interés que se examinan en la termodinámica, el sistema en estudio interactúa con el resto del universo mediante un intercambio de energía o de masa. Sin embargo, se puede considerar que la mayor parte del universo no resulta afectada cuando, por ejemplo, se permite que la crema de afeitar se expanda desde su contenedor. Por consiguiente, resulta útil observar otro subconjunto del universo, llamado ***alrededores,*** el cual está constituido por la porción del universo que interactúa fuertemente con el sistema en estudio. Estas definiciones se muestran esquemáticamente en la figura 2.1.

En resumen, se realiza el estudio termodinbmico de un sistema que interactúa con sus alrededores; el sistema y sus alrededores forman parte del universo.

Figura 2.1 El sistema, los alrededores y el universo.



La definición cuidadosa del sistema particular en examen resulta crítica para todo estudio termodinámico; aunque en muchos casos parece ser una tarea obvia y fácil, en otros la selección cuidadosa del sistema por estudiar puede reducir grandemente los esfuerzos para resolver el problema. Por ejemplo, en el caso de la crema de afeitar, ¿cuál es el sitema en estudio? ¿Es el recipiente? ¿Es el contenido junto con el recipiente? ¿Es únicamente el contenido? En este último caso, ¿cómo se tratará el hecho de que la separación entre el sistema y los alrededores se mueva en el espacio cuando el contenido se expande fuera del tubo? Cualquiera de estos casos tiene sus ventajas y sus deficiencias, como se vera más adelante; por ahora, se ve claramente la necesidad de contar con algunas otras formas para describir el sistema, en particular el caso de la separación entre el sistema y los alrededores.

Generalmente se define como ***frontera del sistema*** a la superficie que separa el sistema de sus alrededores. De esta manera, la crema de afeitar como sistema está separada del aire (alrededores) cuando sale del tubo por una superficie imaginaria o frontera. Esta frontera se expande junto con la crema, de manera que el sistema siempre contiene toda la masa inicial del sistema (la crema de afeitar).

Este enfoque parece muy directo; sin embargo, si se considera el otro ejemplo antes mencionado, la turbina en la planta de potencia, ¿cuál sería el sistema y cual su frontera? Siguiendo el ejemplo de la crema de afeitar, el sistema sería el vapor de agua que fluye por la turbina. La frontera del sistema, sin embargo, se extendería a todos los componentes de la planta de potencia que contienen ese vapor (y el agua de la que se genera) antes y después de que el vapor ha pasado por la turbina. Tal definición de sistema no es útil en muchos casos. Para estudiar las características de un equipo pesado con frecuencia resulta más conveniente buscar una frontera que prácticamente coincida con el equipo en estudio (la carcasa de la turbina, por ejemplo). Sin embargo, en ese caso ¡la masa atraviesa la frontera!

La definición de sistema no excluye que la masa cruce las fronteras del sistema; simplemente es necesario tener en cuenta que el sistema en estudio tiene masa diferente dentro de sus fronteras a cada instante; otra opción es considerar el estudio como una serie de sistemas a volumen constante, cada uno con un inventario diferente de masa.

Se ha visto cómo circunstancias especiales pueden determinar el tratamiento para la frontera del sistema. En el primer caso (la crema de afeitar), ninguna masa cruza las fronteras del sistema, permitiéndose a esta frontera expandirse en el espacio en forma tal que la masa del sistema siempre esté contenida dentro de las fronteras y por consiguiente sea constante. En el segundo caso, resulta más conveniente fijar las fronteras en el espacio y permitir que el inventario de la masa dentro del sistema sea diferente en cada momento. En este caso, la ***cantidad*** de masa dentro del sistema puede o no ser constante, pero sí será una masa ***diferente*** en cada instante. Ya se verá que no existe una diferencia fundamental en los principios básicos al analizar los diferentes casos. Al primer tipo de sistema (ninguna masa cruza las fronteras) con frecuencia se le llama ***sistema cerrado o masa de control*** (MC), en tanto que al sistema cuya masa atraviesa las fronteras se le llama ***sistema abierto o volumen de control*** (VC).

Cuando en un sistema hay masa cruzando sus fronteras, es frecuente encontrar que una parte de la frontera no permite el paso de la masa, en tanto que otra parte

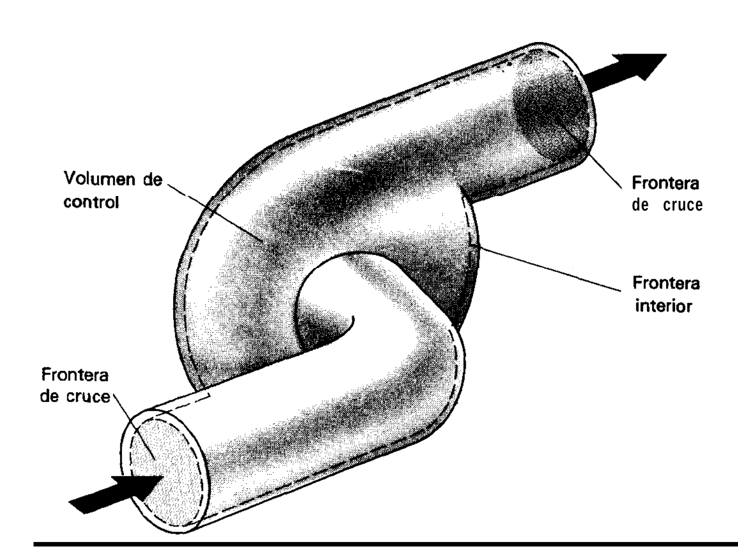


Figura 2.2 Volumen de control que muestra la frontera del sistema compuesta por la frontera interior y las fronteras de cruce.

sí lo permite. Este tipo de configuración de una frontera es típico de los equipos usados en ingeniería como la turbina o el compresor. En estos equipos, la parte interior de la carcasa es impermeable al flujo de masa (la frontera interna), en tanto que las puertas de entrada y salida del equipo abarcan todas las corrientes del flujo de masa que entra o sale del sistema (la ***frontera de cruce***). Al volumen completo, fijo en el espacio, que incluye la frontera de cruce se le llama volumen de control. La figura 2.2 muestra el volumen de control y sus fronteras para una bomba idealizada.

2.2.2 Descripción del sistema

Ahora que se ha definido la nomenclatura que describe la materia en estudio, es necesario contar con algunos medios para describir el comportamiento del sistema. En otras palabras, ¿cómo se llamarán los cambios que tienen lugar en el sistema? ¿Qué va a permitir la descripción cuantitativa de esos cambios?

Examínese un sistema particular para el que ninguna masa cruza sus fronteras, como tampoco lo hace ninguna energía. Tal sistema recibe el nombre de ***aislado.*** Considérese además que ese sistema es uniforme; es decir, sus propiedades son las mismas en cualquiera de sus partes. La experiencia indica que tal sistema no cambia al paso de bastante tiempo. Pero, *¿cómo* se define ***sin cambio?*** En la práctica se ha visto que ciertas cantidades medibles como son la presión, la temperatura y el volumen deben permanecer constantes para un sistema aislado. Si se determinan ésas u otras cantidades resulta un conjunto particular de valores medidos. Aceptando que ese conjunto de valores defina el ***estado*** del sistema, cuando se permite que la masa o la energía cruce las fronteras del sistema, algunos de los valores medidos van a cambiar y el sistema se va a encontrar en un nuevo estado.

¿Qué cantidades definen el estado de un sistema y cuántas de esas cantidades son necesarias y suficientes para definir el estado? La respuesta se dará posterior-

mente, pero por ahora se van a marcar ciertos atributos de las cantidades que describen el estado de un sistema. Esos atributos pretenden describir la ***condición*** del sistema.

Si se define la ***propiedad*** como cualquier cantidad que describe el estado de un sistema, en consecuencia una propiedad será cualquier cantidad cuyo valor depende únicamente del estado del sistema en estudio. Ésta es una cantidad que el sistema "posee" 0 "tiene". Varias cantidades familiares satisfacen esta definición. Por ejemplo, el volumen de la crema de afeitar antes y después de la expansión desde el recipiente depende únicamente de los estados al principio y al final del proceso de expansión; en consecuencia, el volumen es una propiedad. La presión y la temperatura también satisfacen los requisitos para ser propiedades. Otras propiedades menos familiares serán definidas y se encontrará que son muy útiles.

Las propiedades tienen otras características que resultan de su definición. Como las propiedades fijan el estado del sistema, son independientes de la manera en que el sistema alcanzó un estado dado. Por lo tanto, todas las propiedades presentan la característica matemática de tener diferenciales exactas; es decir, el cambio de sus valores entre dos estados del sistema es independiente de cómo cambió el estado del sistema. Las características matemáticas presentadas en la ecuación (1.31) continúan siendo válidas para las propiedades. Estas características se emplearán en capítulos posteriores.

Resulta conveniente dividir las propiedades en dos categorías. La primera contiene aquellas propiedades cuyos valores son función de la cantidad de masa contenida en el sistema en un estado dado. En la lista de propiedades antes mencionada se ve que el volumen cae dentro de esta categoría. Si se duplica la masa del sistema, en tanto que la presión y la temperatura son constantes y uniformes dentro del sistema, el volumen también se duplica. Las propiedades que dependen de la masa del sistema, o ***extensión*** del sistema, reciben el nombre de propiedades ***extensivas.*** Las propiedades que son independientes de la masa contenida dentro de las fronteras del sistema reciben el nombre de propiedades ***intensivas.***

Tanto las propiedades intensivas como las extensivas se representan siempre con letras mayúsculas. Así, P siempre corresponde a la presión (intensiva), T a la temperatura (intensiva) y V al volumen (extensiva). Sin embargo, puede optarse por expresar las propiedades extensivas de un sistema dado en un estado particular, en una forma intensiva. Al volumen de la crema de afeitar, por ejemplo, se le puede asignar el símbolo V. Sin embargo, para un sistema en un estado dado, con propiedades uniformes en todas partes, el volumen es directamente proporcional a la masa m del sistema. En consecuencia, la cantidad V/m también es una propiedad (ya que esta relación depende únicamente del estado del sistema). Resulta mucho más conveniente tabular la relación V/m que V, dado que se elimina un parámetro, m, de las tablas. Esto es válido para todas las propiedades termodinámicas extensivas. Siempre que una propiedad extensiva X se emplea o se tabula en la forma X/m, a esta relación se le asigna la correspondiente letra minúscula x y la propiedad recibe el nombre de ***propiedad específica.*** De esta forma, $v = V/m$ ***es el volumen específico***, que corresponde a la inversa de la densidad $v = 1/\rho$. Las propiedades extensivas específicas son propiedades intensivas, ya que su valor no depende de la masa del sistema.

Ejemplo 2.1

La masa del sistema es una propiedad que debe especificarse cuando se desea describir el estado del sistema. Dado que es posible dividir algunas ecuaciones entre la masa del sistema y convertir así las propiedades extensivas contenidas en esas ecuaciones en propiedades específicas intensivas, en ciertos casos la masa del sistema puede ser manejada como si no fuese necesario especificarla o determinarla. Demuestre esto para la relación de gases ideales.

Solución

El sistema consistirá en un gas ideal contenido en un recipiente cerrado. Las propiedades del gas están relacionadas por

$$PV = mRT$$

donde los símbolos corresponden a los antes empleados. Dividiendo la ecuación entre m resulta

$$Pv = RT$$

En esta forma la masa ha desaparecido como propiedad explícita del sistema y la ecuación de gas ideal resultante da la relación entre la temperatura, la presión y el volumen específico del sistema. Al especificar dos de las propiedades del sistema cualesquiera de entre P, v y T se fija la tercera, sin importar la masa del sistema.

2.2.3 Estados de equilibrio y procesos casi al equilibrio

En termodinámica resulta importante el concepto de equilibrio, el cual está íntimamente ligado a las definiciones de propiedades y estados. Para un sistema, las propiedades que describen el estado de equilibrio del sistema deben ser constantes si dicho sistema no interactúa con los alrededores o si se permite la interacción completa del sistema con alrededores sin cambio. A este tipo de estado se denomina estado de *equilibrio* y las propiedades son propiedades de equilibrio. Cuando el sistema está en equilibrio con sus alrededores no debe cambiar a menos que los alrededores lo hagan.

Los tipos específicos de equilibrio se refieren a propiedades individuales. Cuando una sola propiedad no cambia en el sistema, el equilibrio es específico respecto a ella. Ejemplos comunes son *el equilibrio térmico* (T constante), *equilibrio mecánico* (P constante), etc. Cuando no cambia ninguna de todas las propiedades posibles, el sistema está en *equilibrio termodinámico.*

Gran parte del estudio de la termodinámica clásica trata con estados de equilibrio. Las propiedades empleadas (y desarrolladas en la sección 2.3 y el capítulo 3) serán propiedades de equilibrio. De hecho, al hacer referencia a propiedades de materiales particulares se sobrentiende que existe un sistema que contiene ese material y que el sistema está en equilibrio. Entonces se localizan los estados de esos materiales, representados como superficies en el espacio, mediante las coordenadas dadas por las propiedades.

Al estudiar algunos sistemas en su totalidad, parecerá que no satisfacen todas las condiciones de equilibrio; sin embargo, tales sistemas pueden subdividirse en pequeños sistemas locales que pueden tratarse como si estuvieran en equilibrio; esto resultará importante cuando se analicen problemas más complejos, en particular sistemas abiertos o volúmenes de control donde ocurren cambios a través del volumen.

El estado de equilibrio se describe mediante las propiedades de equilibrio y se considera como una superficie cuyas coordenadas representan propiedades. Por lo tanto, un estado particular está dado por un punto sobre esta superficie (Fig. 1 .l). Si el sistema se altera en forma que su estado se desplaza a lo largo de la superficie desde una posición de equilibrio hasta otra posición de equilibrio, el proceso se denomina ***proceso casi en equilibrio*** (o casiestático). Cada posición de esta superficie está en equilibrio y así cada etapa del proceso está en equilibrio. Puesto que el concepto de equilibrio se definió por las propiedades sin cambio respecto a los alrededores, se debe permitir al sistema alcanzar el equilibrio en cada etapa o estado, lo cual se visualiza como un proceso que ocurre infinitamente lento, de manera que sólo existan ligeras diferencias entre las propiedades del sistema y los alrededores, y se alcanza el equilibrio en cada estado a lo largo del proceso. Aunque esto es una idealización, resulta muy útil en muchos problemas.

2.3 Algunas propiedades usuales

Se ha presentado una propiedad bastante familiar de un sistema, el volumen; por ahora se verán con más detalle el volumen específico y algunas otras propiedades usuales. Todas las propiedades que se estudiarán en este capítulo tienen el atributo engañoso de haber sido ampliamente conocidas por la experiencia, antes de que se iniciara el estudio de la termodinámica. Además, las propiedades como el volumen, la temperatura y la presión son todas medibles†. Sin embargo, el estudiante no debe inferir que todas las propiedades son {irectamente medibles en el sentido que lo son ***P, V y T.*** Realmente muchas de las propiedades útiles en termodinámica no son directamente medibles. Sin embargo, cada propiedad requerida en la termodinámica clásica debe satisfacer los atributos de la definición general.

2.3.1 Presión *P*

La presión es una propiedad muy útil para describir el estado de un sistema, ya que muchos de los sistemas estudiados en termodinámica comprenden gases o vapores. La ***presión*** se define como la fuerza normal a una superficie real o ficticia, ejercida por unidad de área en el sistema.

En la termodinámica clásica no se consideran los efectos que puedan presentarse a escala microscópica; por lo tanto, sólo se tratará de presiones que existen sobre áreas grandes respecto a los espacios intermoleculares. El fluido se considera un

†El concepto "medible" no es tan directo como se supone aquí. Por ejemplo, la temperatura no se mide realmente en forma directa, midiendo la longitud de una columna de mercurio o alguna otra cantidad proporcional a la temperatura.

continuo y por lo mismo se le llama aproximación al continuo, que puede cuestionarse en sistemas al vacío donde los espacios moleculares se vuelven grandes.

Con la restricción de que el área sobre la cual se aplica la fuerza no puede volverse menor que un cierto valor mínimo a (debido a la aproximación al continuo), la definición matemática de una presión local es

$$P \equiv \lim_{\Delta A \to a} \frac{\Delta F}{\Delta A} \tag{2.1}$$

Con frecuencia, en trabajos de ingeniería, la presión se mide respecto a la presión atmosférica más que con referencia a un vacío absoluto. La primera, o presión manométrica (gauge), se relaciona con la presión atmosférica por

$$P_{man} = P_{abs} - P_{atm} \tag{2.2}$$

Si no hay una nota específica que indique lo contrario, todas las presiones que se emplean en el texto y en las tablas de este libro son presiones absolutas.

Algunos aparatos para determinar la presión miden la altura de la columna de un fluido y evalúan así la presión en un punto particular. La relación para los cambios de presión dentro del fluido se obtiene mediante un balance de fuerzas en un elemento del fluido. La figura 2.3*a* representa una porción de fluido, dentro de otro fluido, localizado en una posición arbitraria y sobre un plano de referencia. Las fuerzas de presión actúan sobre las superficies superior e inferior y están balanceadas por la fuerza gravitacional que se ejerce sobre el fluido contenido en ese elemento. El balance de fuerzas da

$$P_y A - P_{y+dy} A - \frac{mg}{g_c} = 0 \tag{2-3}$$

La masa se expresa en términos de la densidad del fluido mediante la relación $m = \rho A\, dy$, donde ρ es la densidad del fluido. La presión a P_{y+dy} se expresa mediante una serie de Taylor sobre el punto y, así

$$P_y A - \left(P_y + \frac{dP_y}{dy} dy + \cdots \right) A - \frac{\rho A\, dy\, g}{g_c} = 0 \tag{2-4}$$

Cancelando los términos comunes se obtiene

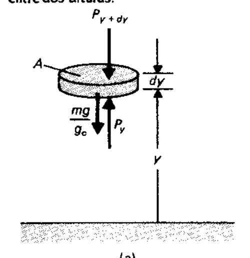
$$-\left(\frac{dP_y}{dy} dy + \cdots \right) - \frac{\rho\, dy\, g}{g_c} = 0 \tag{2-5}$$

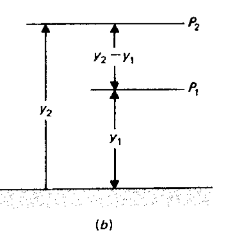
Si se divide entre dy y se observa que los términos de orden superior contienen dy a la potencia 1 o superior, al tomar límites cuando dy tiende a un punto $(dy \to 0)$ queda

$$\frac{dP_y}{dy} = \frac{-\rho g}{g_c} \tag{2-6}$$

Esta ecuación relaciona el cambio en la presión, debido al cambio en altura, con la densidad del fluido y la aceleración gravitacional. Integrando entre las alturas y_1 y y_2 para una densidad del fluido constante se obtiene

Figura 2.3 Medida de la presión. a) Balance de fuerzas en un elemento del fluido. b) Diferencia de presión entre dos alturas.





$$P_2 - P_1 = -\int_{y_1}^{y_2} \frac{\rho g}{g_c}\, dy = \frac{-\rho g}{g_c}(y_2 - y_1) \qquad (2\text{-}7)$$

Esta expresión da la *diferencia* de la presión entre dos alturas en **función** de la densidad del fluido y de la diferencia en elevación, lo cual esta representado en la figura **2.3*b*.**

En el SI, la fuerza se expresa en newton y el **área** en metros cuadrados. La unidad derivada para la presión en el **pascal** (Pa) y 1 Pa se **define** como 1 N/m^2, lo que **representa**una unidad muy **pequeña** para las aplicaciones en ingeniería, por lo que la mayoría de las presiones tabuladas esta en **términos** de kilopascales (1 **kPa** = 1 x 10^3 Pa) o de megapascales (1 **MPa** = 1 X 10^6 Pa). Una atmósfera **estándar** (1 atm) es igual a 101.325 **kPa.** Otra unidad usual para la presión es el bar, que equivale a 10^5 X Pa y, si bien no es estrictamente **una unidad** del SI, se le emplea en varias aplicaciones. En el sistema ingles **(USCS),** las presiones se expresan en libras fuerza por pie cuadrado o libras fuerza por pulgada cuadrada (psi). También es común en el sistema **inglés** indicar la **presión manométrica** en libras fuerza por pulgada cuadrada **manométrica (psig)** y la presión absoluta en libras fuerza por pulgada cuadrada absoluta **(psia).** En el sistema ingles, **una** atmosfera estándar es igual a 14.6% **psia,** o sea 2116.2 lbf/ft^2.

2.3.2 Volumen específico v

En termodinámica clásica también se define el volumen específico con base en la restricción del continuo. Por lo tanto, la definición matemática del volumen ***específico*** *es*

$$v = \lim_{\Delta m \to \mu} \frac{\Delta V}{\text{Am}} \qquad (2.8)$$

donde μ es la cantidad mínima de masa que resulta grande respecto a la masa que compone a una molécula individual. De nuevo esta restricción causa algunas dificultades cuando se examinan gases en condiciones de alto vacío o sistemas con volumen muy pequeño. El volumen específico es el inverso de la densidad, o sea v = $1/\rho$.

2.3.3 Temperatura *T*

Si bien la temperatura es una de las propiedades más familiares, también es una de las propiedades más difíciles de definir exactamente. Los sentidos del hombre no son dignos de confianza al determinar la temperatura. Por ejemplo, se puede nadar durante un día que se describe como cálido, pero al salir del agua se encuentra que repentinamente el aire es fresco y se prefiere permanecer en el agua, que se había sentido fría en el primer contacto. Es dudoso que la temperatura del aire o del agua hayan realmente cambiado, a pesar de que los sentidos indican que son algo diferentes.

También se ha notado que, al tomar una botella de leche fría del refrigerador Y colocarla en la mesa cerca de la tasa caliente de café, ambos líquidos tienden a

la temperatura ambiente si se espera el tiempo suficiente. El café y la leche estarán entonces en ***equilibrio térmico*** con el ambiente y los sentidos indican que el equilibrio térmico se alcanza cuando todos los materiales están a la misma temperatura. Esta observación corresponde a una ley general basada en ésta y otras experiencias: ***Dos cuerpos que están en equilibrio térmico con un tercero están en equilibrio térmico entre sí.*** Esta observación, que es la base para las medidas de la temperatura y que precedió a la primera y segunda leyes de la termodinámica, frecuentemente recibe el nombre de ***ley cero.***

La ley cero asegura que los sistemas *A* y *B* están a la misma temperatura cuando se coloca un termómetro u otro sensor de temperatura en equilibrio térmico con un cuerpo (o sistema) *A*, y en forma similar se coloca un sensor en equilibrio térmico con el sistema *B*, y ambos sensores leen la misma temperatura.

Ahora es necesario definir una escala adecuada de temperaturas, con objeto de que los ingenieros puedan presentar sus medidas en una base común. Para muchas de esas medidas resulta conveniente definir una escala que sea una función lineal de alguna cantidad medible (como la longitud de una columna de mercurio), al menos dentro de un intervalo de temperaturas comprendido entre puntos fijos. En varios estudios teóricos existen buenas razones para emplear otra escalas de temperatura, tales como una que sea la inversa de las escalas usuales.

Las dos escalas mas usuales en termodinámica son las llamadas escalas absolutas. La escala absoluta para el SI es la ***escala Kelvin***, nombrada así en honor de William Thomson (1824 - 1907) quien llego a ser Lord Kelvin. Esta escala de punto singular se basa en la segunda ley de la termodinámica, que se presentara en el capítulo 5. El punto singular corresponde al punto triple del agua, donde coexisten el hielo, el agua líquida y el vapor de agua en un sistema cerrado, en ausencia de aire. La escala Kelvin reemplaza la escala original basada en una función lineal entre dos puntos seleccionados. Obsérvese que las unidades kelvin no emplean el símbolo de grado, sino únicamente el símbolo K. Al referirse a la temperatura en esta escala se dice, por ejemplo, "36 kelvin" y no "36 grados kelvin". La otra escala absoluta recibe el nombre de ***escala Rankine*** en honor a W. J.M. Rankine (1820 - 1872); esta escala se relaciona con la escala Kelvin por

$$1.8\,°R = 1\ K \tag{2-9}$$

donde un grado Rankine se denota por °R.
Otras dos escalas de uso común son la escala Fahrenheit, por Gabriel D. Fahrenheit (1686-1736), y la escala Celsius, por el astrónomo sueco Anders Celsius (1701-1744). La escala Fahrenheit también es lineal y originalmente se basó en dos puntos definidos: 32° como la temperatura a la que coexiste un sistema de aire-agua saturada-hielo y 212° como la temperatura de un sistema conteniendo agua y vapor de agua a la presión de 1 atm. El símbolo de los grados Fahrenheit es °F. Esta definición original se ha reemplazado por las siguientes relaciones en la escala Kelvin:

$$T,\ °C = T,\ K - 273.15 \tag{2.10a}$$

$$T,\ °F = 1.8T,\ °C + 32 \tag{2.10b}$$

donde un grado en la escala Celsius se denota por °C.

La escala Celsius originalmente se definió por un solo punto fijo y un tamaño

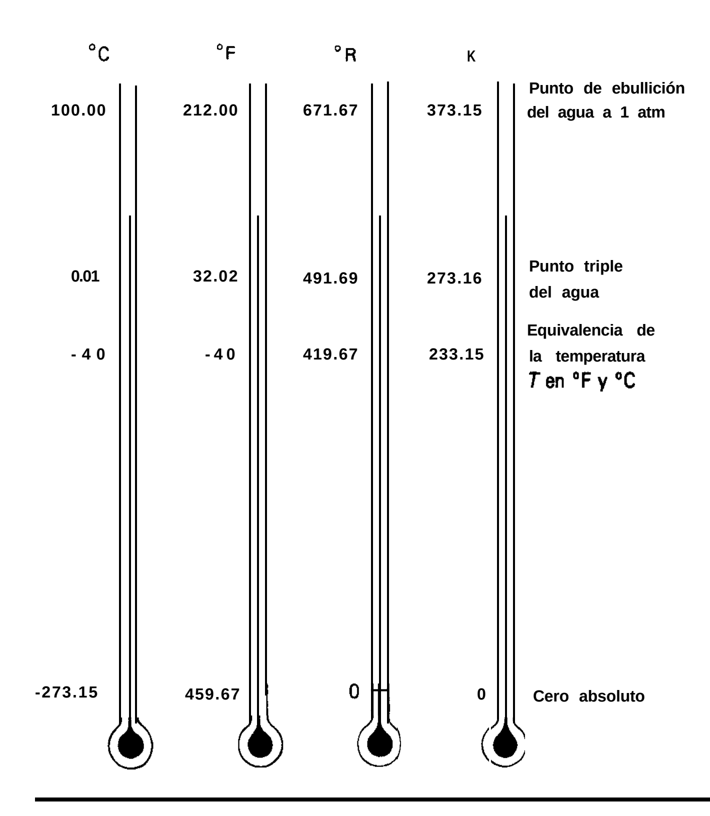


Figura 2.4 Comparación de las escalas de temperatura

definido para el grado. El punto fijo correspondía al punto triple del agua, que se definió como igual a 0.01°C. La selección del tamaño de los grados en la escala Celsius provino de la escala Kelvin y hace que una temperatura de 100.00°C corresponda al punto de vapor de agua saturado a 1 atm. Esta definición original se reemplazo por la relación con la escala Kelvin expresada en la ecuación (2.10*a*).

La figura 2.4 compara varias escalas. Obsérvese que el tamaño de 1 kelvin es el mismo que el de 1 grado en la escala Celsius; de igual manera, el tamaño de los grados en las escalas Rankine y Fahrenheit son iguales.

2.4 Energía

Ahora que se ha definido un sistema y se puede describir su estado mediante cierto conjunto de sus propiedades, se procederá a estudiar una cantidad llamada ***energía.*** En particular, se hará hincapié en las diversas clasificaciones de las formas de la energía.

En primer lugar, se tratará nuevamente el caso especial de un sistema aislado. Hay que recordar que por definición este sistema se encuentra en un estado fijo y ni masa ni energía atraviesan sus fronteras. ¿Qué formas de energía puede tener tal

sistema? Por los estudios de mecánica en los cursos introductorios de física, o posteriormente en los cursos de ingeniería mecánica, se sabe que la masa de un sistema lleva cierta energía cinética, la cual es función de la rapidez global del sistema $\mathbf{V}_{ref}$ respecto a sus alrededores (los que se considerarán como el marco de referencia) e igual a $m\mathbf{V}_{ref}^2/2g_c$. Además, la posición del sistema respecto a un plano de referencia en los alrededores provee al sistema de cierta energía potencial, cuyo valor dependera de la aceleración gravitacional local g y de la altura del sistema sobre el plano de referencia Z. La energía potencial tiene una magnitud de mgZ/g_c. La energía potencial es una propiedad del sistema; por consiguiente, se considera el campo gravitacional como parte del sistema; esto resulta conveniente dado que muchos problemas de ingeniería se consideran dentro del campo gravitacional. Se debe recordar que el factor de conversión g_c es igual a 32.1740 ft ·lbm/(lbf · s²) en el USCS y se le reemplaza por la unidad en el SI.

¿Existen otras formas de energía para un sistema aislado? Si se considera un sistema aislado compuesto por un gas comprimido a alta presión y se retira la restricción de que el sistema sea aislado, existen numerosas formas de emplear esta alta presión para operar alguna máquina que realice un trabajo útil. La energía almacenada puede variar sin alterar la velocidad del sistema, la posición o el campo gravitacional; por consiguiente, no corresponde a las categorías de energía cinética o potencial. Sin embargo, se trata evidentemente de una energía que posee el sistema aislado y que al parecer es función del estado del sistema. Se ha llamado a esta energía almacenada energía ***interna*** y se le da el símbolo U. ***La energía interna incorpora las formas microscópicas resultantes del movimiento molecular.*** En capítulos posteriores se examinarán los atributos de U.

La energía total contenida dentro de las fronteras de un sistema puede representarse con E y está constituida por la energía cinética (EC), la energía potencial (EP) y la energía interna U:

$$E = \text{EC} + \text{EP} + U = \frac{1}{2}m\frac{\mathbf{V}_{ref}^2}{g_c} + \frac{mgZ}{g_c} + U \qquad \text{(Z-ll)}$$

La representación intensiva de la energía total, o energía total específica, es

$$e = \frac{E}{m} = \frac{\text{EC}}{m} + \frac{\text{EP}}{m} + \frac{U}{m} = \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}_{ref}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c} + u \qquad \text{(2-12)}$$

donde u es la energía interna específica.

2 .5 Transferencia de energía

Para cambiar el valor de la energía de un sistema E, se requiere examinar un sistema que no esté aislado. ¿Cómo se puede cambiar la energía del sistema?

Obsérvese que la energía que cruza las fronteras de un sistema puede clasificarse en muchas formas. Históricamente, las categorías fueron elegidas porque ayudaban a resolver problemas y permitían al ingeniero o científico ligar más fácilmente los resultados de sus cálculos al funcionamiento de equipos como turbinas, compresores y máquinas térmicas. Es por esto que se emplearán aquí dichas categorías.

2.5.1 Trabajo

Resulta conveniente definir el trabajo como la energía transferida a través de las fronteras de un sistema en forma organizada y cuyo uso exclusivo sea la elevación de un peso. Esta definición incluye a las que se emplean en mecánica, por ejemplo, es la fuerza que actúa a lo largo de cierta distancia. En términos matemáticos, la cantidad de trabajo resultante δW por el movimiento a lo largo de una distancia diferencial $d\mathbf{s}$ es

$$\delta W = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} \tag{2.13}$$

donde el punto central lleno representa al producto punto. El trabajo realizado en una trayectoria finita entre los puntos s_1 y s_2 resulta

$$_1W_2 = \int_1^2 \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} \tag{2.14}$$

donde F es la fuerza externa de los alrededores sobre el sistema en la dirección s en que ocurre el movimiento. Ademas, la definición termodinámica del trabajo incluye otros fenómenos; la electricidad que fluye a través de las fronteras del sistema puede emplearse para activar un motor eléctrico y en esta forma elevar un peso. Por lo tanto, la energía eléctrica se clasifica como trabajo cuando cruza las fronteras de un sistema.

Obsérvese que, a menos que se especifique una trayectoria por los estados inicial y final del sistema, no es posible calcular el trabajo realizado. Es decir, el trabajo realizado para pasar del estado inicial al final puede tomar ***cualquier*** valor, dependiendo de la trayectoria que se elija. Este hecho no debe sorprender a la luz de la mecánica. Considérese el trabajo de fricción realizado al empujar un bloque de papel lija desde el punto A al punto B; ciertamente que la cantidad del trabajo dependerá de si la trayectoria seguida es directa o si da rodeos. Por esta razón, en termodinámica se denomina al trabajo una ***función de trayectoria*** y en matemáticas representa una cantidad ***diferencial inexacta*** (tal como se vio en la sección 1.7.4) y en consecuencia se le denota por δW. El valor del trabajo no depende únicamente de los estados inicial y final del sistema, sino también de la trayectoria seguida. Obviamente que el trabajo no es una propiedad ya que no es posible especificarlo por el sólo conocimiento del estado del sistema.

También debe notarse la convención de signos para el trabajo respecto a la frontera del sistema. En este libro se ha adoptado la convención siguiente: si el trabajo se realiza ***sobre*** el sistema ***por*** los alrededores es positivo, en tanto que el trabajo hecho ***por*** el sistema ***sobre*** los alrededores es negativo. En esta forma, cualquier energía que atraviese las fronteras entrando a un sistema en la forma de trabajo tendrá un signo positivo. Se va a seguir esta convención con todas las formas de energía que entren al sistema.

Además, el proceso empleado para calcular el valor del trabajo se basa en la fuerza de los alrededores, la que es igual a la fuerza dentro del sistema para un proceso casi en equilibrio. Debe recordarse que un proceso casi en equilibrio es una idealización y que ocurre muy lentamente. Si una aplicación particular se refiere al movimiento de un pistón dentro de un cilindro, el proceso casi en equilibrio consiste

en el movimiento debido a una fuerza que esta balanceada a cada paso del proceso.

Finalmente, las unidades de trabajo deben ser especificadas. El trabajo es una transferencia de energía; por lo tanto, sus unidades son las mismas que las de la energía. En el SI la unidad es el joule (J); en el sistema inglés (USCS) es la libra fuerza-pie (**lbf** • ft) o la unidad térmica británica **(Btu),** definida en la sección 2.5.2.

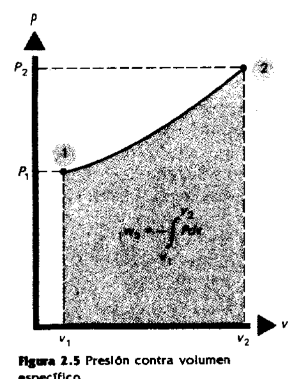


Figura 2.5 Presión contra volumen específico.

Trabajo ***P dV***

Muchos problemas de interés en termodinámica contienen más bien los términos de ***P,*** v y ***T*** que los de fuerza y distancia. Por lo mismo resulta conveniente escoger las relaciones matemáticas del trabajo en términos de las variables ***P, v y T, lo*** que se logra **multiplicando** el numerador y el denominador de la ecuación de trabajo por el área de la sección transversal A_x **normal** a la fuerza aplicada, con lo que se obtiene

$$ {}_1W_2 = + \int_1^2 \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = + \int_1^2 \left[\frac{\mathbf{F}}{A_x} \cdot (d\mathbf{s}\, A_x) \right] \qquad (2.15)$$

Con la definición de presión como la fuerza normal por unidad de área y con ***ds*** sustituido por dx que corresponde a la dirección de F, el producto punto de la integral queda ***-P dV*** (dado que el volumen disminuye al realizarse un trabajo sobre el sistema, se requiere el signo negativo para respetar la **convención)** y

$$ {}_1W_2 = - \int_1^2 P\, dV \qquad (2.16)$$

Si se divide la ecuación (2.16) entre la masa resulta el trabajo por unidad de masa ${}_1w_2$ igual a

$$ {}_1w_2 = - \int_1^2 P dv \qquad (2.17)$$

Esta presión es la fuerza normal del sistema en el contenedor, por lo que una expansión será un trabajo negativo debido al sistema.

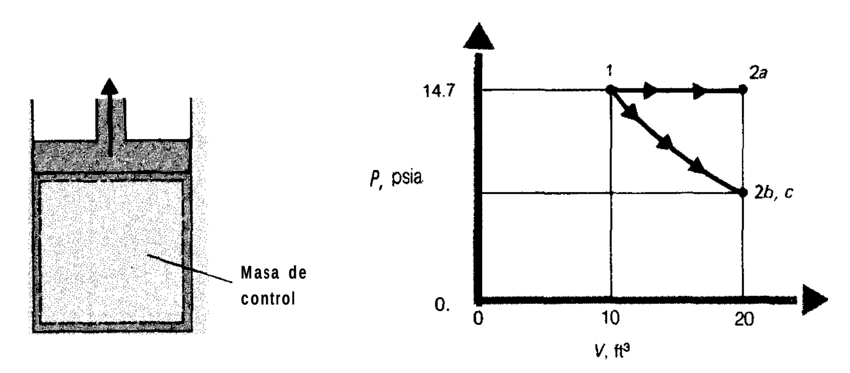
El trabajo se expresa en términos de la presión del sistema **multiplicada** por el valor negativo del cambio del volumen e integrando desde el estado inicial hasta el estado final del sistema sobre la curva ***P-v.*** El trabajo realizado para ir del volumen inicial v_1 al volumen final v_2 es una integral de línea que ha sido reducida a una integral ordinaria, como puede verse empleando un diagrama presión contra volumen específico (o volumen), tal como se muestra en la gráfica de la figura 2.5. El valor negativo del área bajo la curva del diagrama presión contra volumen específico simplemente resulta ser el trabajo realizado por unidad de masa, de acuerdo con la ecuación **(2.17),** al pasar del volumen específico inicial al final.

Ejemplo 2.2

Un sistema tiene un volumen inicial de 10 ft^3 y se expande hasta un volumen final de 20 ft^3. La presión inicial es igual a 14.7 **psia.** Encuentre el trabajo realizado si

el sistema se mantiene a una temperatura constante de 75°F y la presión entre los estados inicial y final del sistema es: *a)* constante, *b)* inversamente proporcional al volumen y c) dada por la relación de gas ideal.

Diagrama del sistema



Solución

La información sobre los estados se tabula a continuación:

Estado	P, psia	V, ft³	Proceso
1	14.7	10	
2a	—	20	$P =$ constante
2b	—	20	$P = c/V$
2c	—	20	$P = mRT/V$

Los procesos para pasar del estado 1 al estado final están indicados en la columna final.

En cada caso, el trabajo esta dado por la ecuación (2.16). En el inciso a), la presión es constante e igual a P_1, por lo que simplemente se escribe

$$
\begin{aligned}
{}_1W_2 &= -\int_1^2 P\,dV = -P_1(V_2 - V_1) \\
&= \left(-14.7\,\frac{\text{lbf}}{\text{in}^2}\right)\left(144\,\frac{\text{in}^2}{\text{ft}^2}\right)(20. - 10.)(\text{ft}^3) \\
&= -21{,}200\,\text{lbf}\cdot\text{ft} = -28.7\ \text{kJ}
\end{aligned}
$$

En el inciso b), la presión varía, por lo que no puede salir de la integral y debe escribirse $P = c/V$, donde c es una constante de proporcionalidad. En este caso el trabajo es

$$
{}_1W_2 = -\int_1^2 P\,dV = -\int_1^2 \frac{c}{V}\,dV = -c\ln\frac{V_2}{V_1} = -c\ln 2
$$

Puesto que tanto la presión como el volumen están dados al estado 1, el valor de c debe ser c = $P_1 V_1$ = 21,200 lbf · ft y el trabajo realizado en *b)* resulta , W_2 = -14,700 lbf · ft = -19.90 kJ.

En el inciso c) la relación de gas ideal se escribe $P = mRT/V$ y el trabajo resulta

$$ {}_1W_2 = -\int_1^2 mRT \frac{dV}{V} = -mRT \ln \frac{V_2}{V_1} = -mRT \ln 2 $$

Ahora se puede determinar *m*, ya que $m = P_1 V_1/RT$ para el estado 1; al sustituir se encuentra

$$ {}_1W_2 = -P_1 V_1 \ln 2 $$

que es el mismo resultado encontrado en el inciso b).

Comentarios

A pesar de que los estados inicial y final son los mismos en todos los casos, el trabajo realizado en *a)* es diferente al que se encontró en *b)* y c) dado que la trayectoria es diferente. Los resultados de *b)* y c) son iguales porque la dependencia de la presión con el volumen, para un gas ideal a temperatura constante, es igual a la proporcionalidad inversa considerada en b). Obsérvese que la temperatura del gas ideal no interviene explícitamente en el problema como tampoco lo hace la masa del sistema; ambas cantidades se vieron eliminadas por la información dada. Además, como el volumen del sistema aumenta en cualquiera de los casos, el sistema realiza trabajo sobre los alrededores y, en consecuencia, es negativo.

Ejemplo 2.3

Un gas ideal está contenido dentro de un cilindro que tiene un pistón móvil, como en el ejemplo 2.2. Evalúe el trabajo por unidad de masa del gas, para la trayectoria indicada en el diagrama del sistema que se da a continuación. Considere a *P y T* conocidos para los estados 1 y 3.

Solución

Este problema se va a evaluar con dos enfoques diferentes.

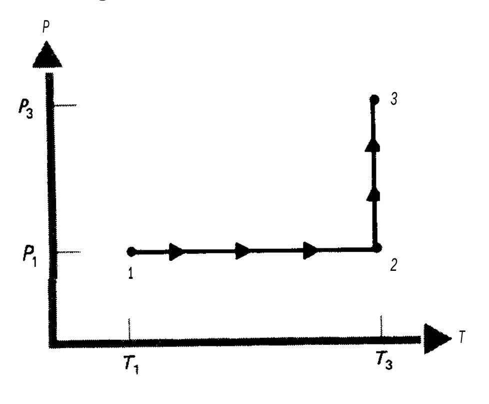
Enfoque 1

El área bajo la trayectoria en el diagrama *P-v* representa el trabajo realizado por el sistema. El proceso en el diagrama *P-T* se representa ahora en un diagrama *P-v*. El proceso a *P* constante de 1 a 2 es de nuevo una línea horizontal, pero el proceso a *T* constante de 2 a 3 está dado por $P = RT/v$. El trabajo por unidad de masa resulta

$$ {}_1w_3 = -\int_1^3 P\,dv = -\int_1^2 P\,dv - \int_2^3 P\,dv $$

$$ = -P_1(v_2 - v_1) - \int_2^3 \frac{RT}{v}\,dv $$

Diagrama de Sistema



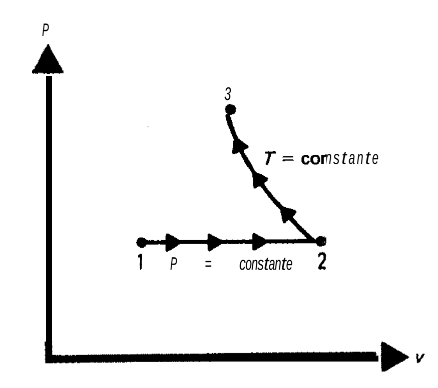
Estado	Propiedades			Proceso
	P	T	v	
1	P_1	T_1	v_1	P = constante = P_1
2	P_1	T_3		T = constante = T_3
3	P_3	T_3	v_3	

$$= -P_1(v_2 - v_1) - RT_3 \ln \frac{v_3}{v_2}$$

También puede expresarse como función de los puntos finales puesto que $v_2 = RT_2/P_2$; pero $T_2 = T_3$ y $P_2 = P_1$, por lo tanto $v_2 = RT_3/P_1$. De esta manera, con $v = RT/P$,

$$_1w_3 = -P_1\left(\frac{RT_3}{P_1} - \frac{RT_1}{P_1}\right) - RT_3 \ln \frac{RT_3/P_3}{RT_3/P_1}$$

$$= -RT_3\left(1 - \frac{T_1}{T_3} + \ln \frac{P_1}{P_3}\right)$$



Enfoque 2

Intégrese a lo largo de la trayectoria original, expresando dv en términos de dT y dP, con $v = RT/P$,

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T dP$$

$$= \frac{R}{P}\, dT - \frac{RT}{P^2}\, dP$$

Entonces

$$_1w_3 = -\int_1^3 P\, dv = -\int_1^3 \left(R\, dT - \frac{RT}{P}\, dP\right)$$

Al separar la integral en sus elementos se obtiene

$$_1w_3 = -\int_1^2 \left(R\, dT - \frac{RT}{P}\, dP\right) - \int_2^3 \left(R\, dT - \frac{RT}{P}\, dP\right)$$

En el proceso de 1 a 2, $P = P_1$ y para el proceso de 2 a 3, $T = T_3$; por lo tanto

$$_1w_3 = -R\int_1^2 dT + RT_3 \int_2^3 \frac{dP}{P}$$

$$= -R(T_2 - T_1) + RT_3 \ln \frac{P_3}{P_2}$$

con $T_2 = T_3$ y $P_2 = P_1$,

$$_1w_3 = -RT_3\left(1 - \frac{T_1}{T_3} + \ln \frac{P_1}{P_3}\right)$$

Comentarios

El resultado es el mismo sin importar cuál enfoque se siga. El trabajo es una integral de línea, como se indica en el segundo enfoque; sin embargo, también puede representarse como una integración del área en el diagrama *P-v*. Además, para un gas ideal, $P_1(V_2 - V_1)$ representa el trabajo a presión constante entre los estados 1 y 2 y el trabajo isotérmico entre los estados 1 y 2 se expresa $RT_1 \ln(P_1/P_2)$. ¿Cuál será el valor para el trabajo a volumen constante? (Debe ser cero.)

Ejemplo 2.4

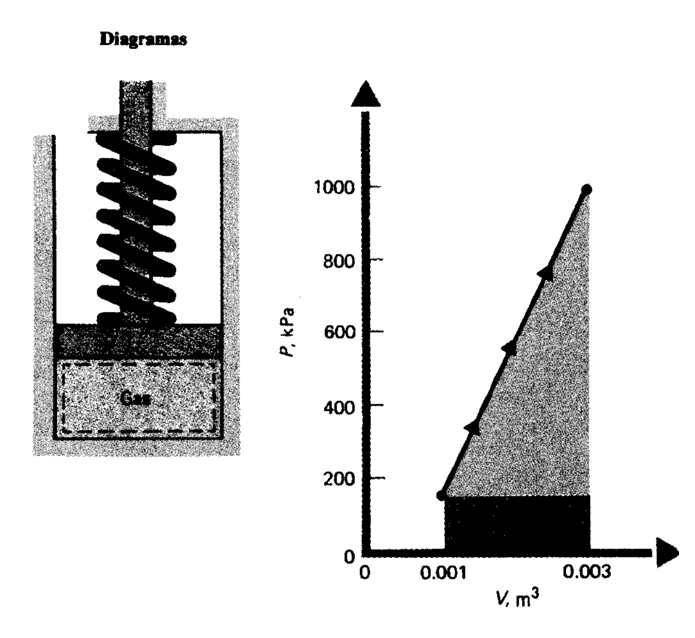
Un pistón, refrenado por un resorte lineal, encierra un gas dentro de un cilindro, como se muestra en la figura. La presión y volumen iniciales son, respectivamente, 150 kPa y 0.001 m^3. En la posición inicial el resorte toca el pistón pero no ejerce ninguna fuerza. El gas se calienta hasta que su volumen se triplica y la presión es de 1000 kPa.

a) Dibuje el diagrama P-V para el proceso.

b) Calcule el trabajo realizado por el gas.

c) ¿Cuál es el trabajo realizado contra el pistón y el resorte?

Diagramas



Solución

La información sobre los estados del sistema y el proceso está contenida en el enunciado del problema. Los estados están especificados por la presión y el volumen y el resorte lineal gobierna al proceso. Antes de presentar la tabla que contiene los estados y el proceso, se va a considerar este último. La relación de la fuerza en un resorte lineal es

$$F_{resorte} = k_r d$$

donde k es la constante del resorte y d es la distancia recorrida a partir de la posición donde no se ejerce ninguna fuerza. La presión ejercida *sobre* el gas por el pistón y el resorte corresponde a la presión ejercida *por* el gas sobre el pistón y el resorte (puesto que el proceso se considera casi al equilibrio). Por lo tanto, la presión en el gas es

$$P = P_{pistón} + P_{resorte}$$

donde $P_{pistón}$ resulta de la masa y área del pistón, la aceleración de la gravedad y la presión atmosférica. Puesto que ni la masa del pistón ni g cambian durante el proceso, $P_{pistón}$ es constante. Sea A el área del pistón; la presión del gas es

$$P = P_{pistón} + \frac{F_{resorte}}{A} = P_{pistón} + k_r \frac{d}{A}$$

Para expresar la distancia recorrida en función del volumen del gas se tiene

$$d = \frac{V - V_1}{A}$$

dado que inicialmente el resorte no ejerce ninguna fuerza sobre el gas, es decir $F = k_r d = (k_r/A)(V - V_1) = 0$ cuando $V = V_1$. La relación presión-volumen para

el proceso resulta

$$P = P_{\text{pistón}} + \frac{K_r}{A^2}(V - V_1)$$

La tabla de los estados y el proceso queda como sigue:

Estado	P, kPa	V, m³	Proceso
1	150	0.00 1	$P = P_{\text{pistón}} + \frac{k_r}{A^2}(V - V_1)$
2	1000	0.003	

Ahora se responderá a cada una de las tres preguntas.

a) En el diagrama **P- V** el proceso es una línea recta como se muestra en la figura. La pendiente de esta línea es k_r/A^2.

b) Para obtener los valores de las constantes en la relación presión-volumen existen dos opciones: 1) escribir la ecuación de una línea recta directamente del diagrama *P-V* o bien, 2) mediante la tabla anterior que caracteriza a los **estados,** de donde se obtienen los valores numéricos. La expresión de la **presión** al estado 1 es

$$P_1 = P_{\text{pistón}} + \frac{k_r}{A^2}(0) = P_{\text{pistón}} = 150 \text{ kPa}$$

La expresión para la presión al estado 2 es

$$P_2 = P_{\text{pistón}} + \frac{k_r}{A^2}(V_2 - V_1)$$

Resolviendo para k_r/A^2 se obtiene

$$= 150 + \frac{k_r}{A^2}(0.002 \text{ m}^3) = 1000 \text{ kPa}$$

Resolviendo para k_r /A^2 se obtiene

$$\frac{k_r}{A^2} = 425{,}000 \text{ kPa/m}^3 = 425{,}000 \text{ kN/m}^5$$

Por lo tanto, la relación presión-volumen se escribe

$$P = 150 + 425{,}000(V - 0.001) \quad \text{kPa}$$

donde *V* se expresa en metros cúbicos.

El trabajo está dado por

$${}_1W_2 = -\int_1^2 P\,dV$$

$$= -\int_1^2 \left[P_{\text{pistón}} + \frac{k_r}{A^2}(V - V_1)\right] dV$$

$${}_1W_2 = -P_{\text{pistón}}(V_2 - V_1) - \frac{k_r}{2A^2}(V_2 - V_1)^2$$

$$= -150(0.002) - \frac{425,000}{2}(0.002)^2$$
$$= -0.3 - 0.85$$
$$= -1.15 \text{ kN} \cdot \text{m} = -1.15 \text{ kJ} = -848 \text{ lbf ft}$$

Esto es simplemente el área bajo la curva del proceso en el diagrama *P-V* (con un signo menos).

c) El trabajo requerido para elevar el pistón sin resorte es

$$_1W_{2,\,\text{pistón}} = -\int_1^2 P_{\text{pistón}}\, dV = -P_{\text{pistón}}(V_2 - V_1)$$
$$= -150(0.002) = -0.3 \text{ kJ} = -220 \text{ lbf ft}$$

El trabajo realizado contra el resorte es

$$_1W_{2,\,\text{resorte}} = -\int_1^2 P_{\text{resorte}}\, dV = -\int_1^2 \frac{k_s}{A^2}(V - V_1)\, dV$$
$$= \frac{-k_s}{A^2}\frac{(V_2 - V_1)^2}{2} = -0.85 \text{ kJ} = -630 \text{ lbf ft}$$

Al sumar las contribuciones se obtiene el trabajo total realizado por el gas (-1.15 kJ = -848 lbf • ft). La contribución del resorte representa un 73.9% del trabajo total.

Comentarios

El proceso está descrito por la ecuación del resorte lineal, lo que implica una relación lineal entre la presión del gas y el volumen del sistema. Obsérvese que el resorte no ejerce ninguna fuerza inicialmente; este hecho especifica la situación de la distancia recorrida *d*. Si el resorte hubiese ejercido una fuerza inicialmente, *d = 0* no correspondería a *V = V, sino a un volumen del sistema V< V,*. La relación presión-volumen aún será lineal pero las constantes en la relación P-V resultarían diferentes.

El trabajo para el proceso está dado como el área bajo la curva del proceso en el diagrama P-V. El trabajo del resorte está representado por el área triangular sobre $P = P_1 = 150$ kPa. El área rectangular abajo de $P = 150$ kPa representa el trabajo realizado para desplazar el pistón.

Proceso politrõpico

Muchas aplicaciones prácticas se obtienen mediante procesos descritos por relaciones especiales entre presión y volumen. Los problemas del tipo cilindro-pistón en una máquina de combustión interna con frecuencia pueden definirse por una relación presión-volumen determinada experimentalmente. Un proceso que tiene particular importancia *es el proceso* ***politrópico***, el cual se expresa por

$$PV^n = \text{constante}$$

donde n es una constante específica. El proceso politrópico, entre los estados **1** y 2, también se representa como

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^n \tag{2.19}$$

El trabajo $P\,dV$ para un proceso politrópico es

$${}_1W_2 = -\int_1^2 P\,dV = \begin{cases} \dfrac{P_1V_1 - P_2V_2}{1-n} & \text{for } n \neq 1 \\[2ex] P_1V_1 \ln \dfrac{V_1}{V_2} & \text{for } n = 1 \end{cases} \tag{2.20}$$

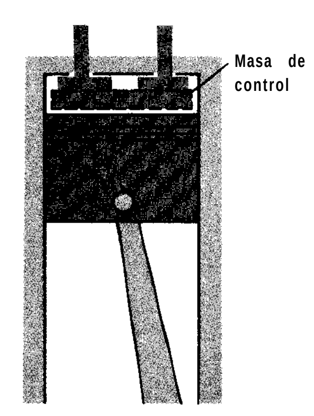
Generalmente, el valor de n es conocido por otro tipo de información o se obtiene empíricamente a partir de los datos.

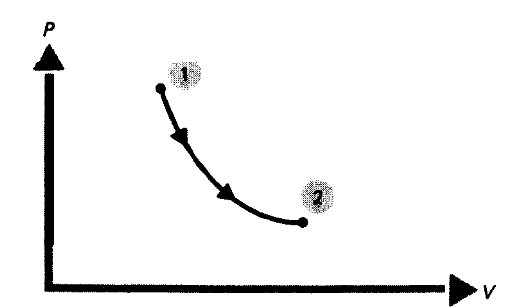
El proceso descrito por $n = 0$ es uno a presión constante y está representado por una línea horizontal en el diagrama *P-V*. El proceso a volumen constante corresponde a $n = \pm\infty$ y es una línea vertical en el diagrama *P-V*. Los valores intermedios de n, tanto positivos como negativos, son posibles.

Ejemplo 2.5

Los productos de combustión en una máquina de combustión interna sufren un proceso de expansión, desde un volumen inicial igual a 0.007 ft^3 y una presión inicial de 2000 psia, hasta un volumen final de 0.045 ft^3. Los datos experimentales para el proceso politrópico indican que $n = 1.45$. Evalúe el trabajo realizado por el gas al expandirse.

Diagramas





Solución

La información de los estados y del proceso se da a continuación:

Estados	P, psia	v, ft³	Procesos
1	2000	0.007	$PV^{1.45}$ = constante
2	—	0.045	

El trabajo para el proceso se obtiene por la ecuación (2.20) como

$$ {}_1W_2 = \frac{P_1V_1 - P_2V_2}{1-n} $$

Para calcular el valor de P_2 se parte del hecho de que el proceso es politrópico y la ecuación (2.19) da

$$ P_2 = P_1\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n = 2000\left(\frac{0.007}{0.045}\right)^{1.45} = 135 \text{ psia} = 0.93 \text{ MPa} $$

El trabajo resulta

$$ {}_1W_2 = \frac{2000(0.007) - 135(0.045)}{-0.45} 144 = -2540 \text{ lbf} \cdot \text{ft} = -3\ 44 \text{ kJ} $$

El trabajo es realizado por el gas; por lo tanto, su valor es negativo.

Comentarios

Primero se debe notar que el sistema corresponde al de una masa de control; **una** forma conveniente para algunos problemas, y para éste en particular, es considerar un volumen específico de base; es decir, Pv^n = *constante y* , $W_2 = (P_1v_1 - P_2v_2)/(1 - n)$. En este problema se dio el valor de n, pero en un enunciado alternativo del problema podrían darse P,, V_1, P_2 y V_2 para el proceso politrópico y en ese caso n se evaluaría a partir de los datos P- V.

Trabajo **realizado sobre sólidos**

Una fuerza aplicada a un solido puede alterar su longitud. Los esfuerzos normales **que** actúan extendiendo al sólido se denotan por σ_z *en la dirección* z. El trabajo sobre el sólido es

$$ \delta W = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = \sigma_z A_0\, dz \tag{2.21} $$

donde A_0 es el área inicial de la sección transversal. El signo menos no es necesario ya que el sistema (sólido) limita el movimiento y, si dz es positiva (extensión) el trabajo se realiza sobre el sistema. Otra opción consiste en expresar el trabajo en términos de la deformación. Sea ϵ_z *la deformación por unidad de longitud, entonces* $d\epsilon_z = dz/L_0$, *y*

$$ \delta W = \sigma_z A_0 L_0\, de, = \sigma_z V_0\, de, \tag{2.22} $$

donde V_0 es el volumen inicial. Al integrar entre dos puntos se obtiene

$$_1W_2 = \int_1^2 \sigma_z V_0 \, d\epsilon_z \tag{2.23}$$

Ejemplo 2.6

Calcule el trabajo requerido para alargar un alambre de acero indeformado de 1 a 1.001 m. El módulo de Young es $E = \sigma_z/\varepsilon_z$ 2 x 10^{11} N/m² y el área de la sección transversal es A_0 = 3 x 10^{-6}m².

Solución

La ecuación (2.22) da

$$\delta W = \sigma_z A_0 L_0 \, d\varepsilon_z$$

Observe que el módulo de Young proporciona $\sigma_z = E\varepsilon_z$. Por lo tanto,

$$\delta W = EA_0L_0\varepsilon_z \, d\varepsilon_z$$

Integrando desde la longitud inicial indeformada hasta la longitud final se obtiene

$$_1W_2 = \int_{\varepsilon_{z_1}=0}^{\varepsilon_{z_2}} EA_0L_0\varepsilon_z \, d\varepsilon_z$$

Como A_0 y L_0 representa los valores iniciales y E es constante,

$$_1W_2 = \frac{EA_0L_0}{2}\varepsilon_{z_2}^2$$

Sustituyendo los valores numéricos,

$$_1W_2 = \left[\frac{1}{2}(2 \times 10^{11})\frac{\text{N}}{\text{m}^2}\right](3 \times 10^{-6}\ \text{m}^2)(1\ \text{m})\left(\frac{0.001}{1}\right)^2$$

$$= 0.3\ \text{J} = 0.22\ \text{lbf} \cdot \text{ft}$$

Trabajo de extensión en una película

Este tipo de trabajo se presenta al alargar una hoja bidimensional como una película de jabón en un marco de alambre. La fuerza es la tensión superficial multiplicada por la longitud, L, de la línea sobre la que actúa la fuerza. La tensión superficial se denota con σ, N/m o lbf/ft, de manera que la fuerza es σL. El trabajo realizado por el sistema constituido por la película es

$$\delta W = \sigma L \, dz \tag{2.24}$$

El signo resulta exactamente por las mismas razones presentadas en el caso de la extensión de un sólido. El cambio del área superficial de la película al ser extendida se escribe $dA = L\,dz$, por tanto,

$$\delta W = \sigma \, dA \tag{2.25}$$

y el trabajo sobre la película para un cambio finito resulta

$$ {}_1W_2 = \int_1^2 \sigma \, dA \tag{2.26} $$

Trabajo debido a energía eléctrica

Ya se ha indicado antes que una forma posible de trabajo es la energía eléctrica que fluye a través de las fronteras de un sistema. La diferencia del potencial $\mathbf{E}$ produce una transferencia de carga do. El proceso conduce a un trabajo realizado por el sistema igual a

$$ \delta W = \mathbf{E} \, dQ \tag{2.27} $$

para este proceso casi en equilibrio. Con la corriente i representada como $i = dQ/dt$ donde t es el tiempo,

$$ \delta W = \mathbf{E} i \, dt \tag{2.28} $$

por tanto, el trabajo realizado es

$$ {}_1W_2 = \int_1^2 \mathbf{E} i \, dt \tag{2.29} $$

Ejemplo 2.7

Se carga una batería mediante un cargador apropiado que opera durante 1 h a 12 V y con una corriente de 25 A. Calcule el trabajo realizado sobre la batería.

Solución

El trabajo está dado por la ecuación (2.29) como

$$ W = \int_1^2 \mathbf{E} i \, dt $$

Considerando constantes tanto la diferencia de potencial como la corriente durante el periodo de carga, se tiene

$$ {}_1W_2 = \mathbf{E} i (t_2 - t_1) $$

Obsérvese que 1 V = 1 N • m/C = 0.7376 lbf • ft/C y 1 A = 1°C/s, por lo tanto

$$ {}_1W_2 = (12)(0.7376 \text{ lbf} \cdot \text{ft/C})(25 \text{ C/s})(1 \text{ h})(3600 \text{ s/h}) $$
$$ = 796{,}600. \text{ lbf} \cdot \text{ft} = 1080 \text{ kJ} $$

Comentario

El trabajo es positivo, lo cual indica que el cargador realiza el trabajo sobre la batería.

Expresiones **del trabajo generalizado**

Se han presentado ciertos mecanismos para la transferencia de energía como trabajo; la lista no es completa y existen otros tipos de trabajo para otros procesos casi al equilibrio. Una característica común de todas las formas de trabajo es que éste es el producto de una fuerza generalizada, que es una propiedad intensiva, por un desplazamiento generalizado, el cual es una propiedad extensiva o específica intensiva. Matemáticamente esto que se acaba de explicar se representa

$$\delta W_i = \mathbf{F}_i \, d\mathbf{X}_i \tag{2.30}$$

donde δW_i = *forma de trabajo i*
$\mathbf{F}_i$ = fuerza generalizada *i*
$\mathbf{X}_i$ = desplazamiento generalizado *i*

Un sistema general puede tener muchos tipos de trabajo posibles, por los que la expresión general del trabajo es

$$\delta W_{gen} = \sum_i \delta W_i = \sum_i \mathbf{F}_i \, d\mathbf{X}_i$$
$$= -P\, dV + \sigma_x V \, d\varepsilon_x + \sigma \, dA + \mathbf{E} i \, dt + \cdots \tag{2.31}$$

2.5.2 Transferencia de calor

La energía que puede atravesar las fronteras de un sistema debido a la diferencia de temperaturas cae dentro de una categoría aparte. Cuando una lata de jugo de naranja helado se coloca en un cuarto caliente, la experiencia ha mostrado que el jugo de naranja (el sistema) aumenta su temperatura hasta aproximarse a la del cuarto. El estado del sistema ha cambiado ya que por sus fronteras cruza energía desde el ambiente a causa de la diferencia de temperaturas entre el cuarto y el jugo. Esta transferencia de energía no es trabajo, ya que no es posible imaginar un procedimiento en que el único efecto sea la elevación de un peso. Por lo tanto, esta forma desorganizada de energía que cruza las fronteras del sistema debido a una diferencia de temperaturas entre el sistema y sus alrededores se define como ***transferencia de calor.*** A la transferencia de calor se le ha dado el símbolo Q y la transferencia de calor por unidad de masa es $q = Q/m$. En el SI, la unidad de la transferencia de calor es como para el trabajo, el joule; en el USCS, es la libra fuerza-pie (lbf•ft). Una unidad alternativa de la energia en el USCS es la unidad térmica británica o BTU. La definición original del BTU fue la cantidad necesaria de calor para que la temperatura de 1 lbm de agua aumente 1°F, a partir de una cierta temperatura dada. Esta definición se ha abandonado por la relación 1 Btu = 778.16 lbf • ft = 1.0550 kJ. Se prefiere esta definición porque permite que tanto el trabajo como la transferencia de calor tengan las mismas unidades.

En este libro, los valores de la transferencia de calor se especifican en el enunciado de muchos problemas o bien son la incógnita por determinar desde el punto de vista termodinámico. La cantidad de energía que entra o sale del sistema depende de varios mecanismos, así como de la diferencia de temperaturas entre el sistema y sus alrededores; su calculo queda fuera de los objetivos de la termodinámica clásica y corresponde a cursos de transferencia de calor o de procesos de transporte.

Una diferencia importante entre la transferencia de calor y el trabajo es la "desorganización" a nivel molecular. La transferencia de calor se considera como la transferencia de energía desorganizada a nivel molecular, que resulta de la actividad molecular y que no es útil directamente para elevar un peso. Por otra parte, el trabajo se considera como una transferencia de energía organizada que puede elevar un peso. Esa diferencia es importante y ayuda a comprender estos mecanismos de transferencia de energía.

La convención de signos para la transferencia de calor es la misma que para el trabajo; es decir, la transferencia de calor es positiva cuando entra al sistema y negativa cuando *sale* de éste. Una forma de no olvidarla consiste en recordar que el calor perdido, indeseable en muchos problemas, se considera negativo.

Un proceso específico importante, aunque restrictivo desde el punto de vista de la transferencia de calor, *es* el ***proceso adiabático.*** Este proceso no permite la transferencia de calor y prácticamente tiene lugar en sistemas perfectamente aislados.

2.5.3 Potencia

En el diseño práctico de equipo resulta importante conocer no sólo cuanta energía se requiere para mover el equipo o cuánta energía se obtiene del mismo, sino también la rapidez con que puede ser obtenida. Posiblemente una máquina de gasolina muy pequeña pueda mover una carga, pero una máquina mayor podría hacer ese movimiento mas rápidamente. La rapidez con que se transfiere la energía recibe el nombre de ***potencia.*** Para indicar la rapidez en distintas formas de energía se coloca un punto sobre el símbolo correspondiente; es decir, la rapidez con que se hace un trabajo se escribe

$$\dot{W} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\delta W}{\Delta t} \tag{2.32}$$

y la rapidez de la transferencia de calor a través de una frontera,

$$\dot{Q} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\delta Q}{\Delta t} \tag{2.33}$$

El punto sobre el símbolo implica la rapidez de la transferencia y no la derivada temporal de una propiedad del sistema. La unidad de potencia en el SI es el watt (W), igual al flujo de energía de 1 J/s. Las unidades de potencia comunes en el USCS son el Btu/h, la lbf • ft/s o el caballo de fuerza (*horsepower*, hp)(550 lbf • ft/s).

2.6 ¿Qué es la energía?

Hasta ahora se ha empleado el término ***energía*** sin dar una definición cuidadosa. La energía puede tomar muchas formas y se ha trabajado tanto con el concepto de energía que ya se tiene una idea intuitiva de su significado.

En mecánica, con frecuencia se define a la energía como la capacidad de realizar un trabajo. Como se verá más adelante al estudiar la segunda ley de la termodinámica, esa definición no resulta adecuada en termodinámica.

En la definición de formas particulares de energía (energía interna, energía cinética, energía potencial) y de transferencia de energía (trabajo y transferencia de calor), ¿qué atributos se han descubierto que puedan ayudar a generar una definición más general? Una característica común en las transferencias de energía es la capacidad de cambiar el estado del sistema para el cual se han definido. Si se realiza un trabajo sobre el sistema o se tiene una transferencia de calor hacia el sistema, entonces el estado del sistema cambia (suponiendo que no se agrega, sustrae o cambia más de una forma de energía a la vez de manera que sus efectos se cancelen).

Por lo tanto, se puede definir la energía como una cantidad del sistema que describe su estado termodinámico y que cambia cuando existe transferencia al o del sistema. La energía presenta muchas formas y puede ser usada en cualquiera de ellas. En los capítulos siguientes de este texto se estudiará cómo cambian las propiedades de los materiales de un sistema con las transferencias de energía, cómo la energía puede transformarse de una a otra forma y cuales son las limitaciones de dichas transformaciones; como se puede hacer uso de la habilidad para transformar la energía en apoyo al diseño de equipo útil.

Problemas

2.1s Se aplica una fuerza de 3000 N uniformemente sobre una placa, cuya área es de 3 cm^2, con un ángulo de 30° respecto a la normal. ¿Cuál es la presión, en pascales, ejercida sobre la placa?

2.11 Se aplica una fuerza de 700 lbf uniformemente sobre una placa, cuya área es de 0.5 in^2. ¿Cuál es la presión, en psia, ejercida sobre la placa?

2.2s Se desea conocer la presión de un gas en un tanque, para lo cual se conecta un manómetro al tanque y se mide el nivel del fluido en el manómetro. Véase la figura P2.2. Cuando el manómetro está lleno con mercurio (ρ = 13 550 kg/m^3), el nivel leído es h = 2 m. Evalúe la presión absoluta y la manométrica en el tanque. ¿Cuál sería el nivel leído si el fluido manométrico fuese agua (ρ = 1000 kg/m^3)? Tome la aceleración gravitacional igual a 9.8 m/s^2

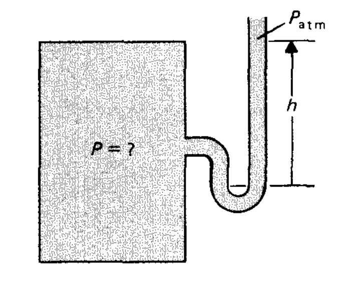


Figura P2.2

2.21 Se desea conocer la presión de un gas en un tanque, para lo cual se conecta un manómetro al tanque y se mide el nivel del fluido en el manómetro. Véase la figura P2.2. Cuando el manómetro está lleno con mercurio (P = 833 lbm/ft^3), el nivel leído es h = 6 ft. Evalúe la presión absoluta y la manométrica en el tanque. ¿Cuál sería el nivel leído si el fluido manométrico fuese agua (ρ = 62.4 lbm/ft^3)? Tome la aceleración gravitacional igual a 32.2 ft/s^2.

2.3S Una persona inicia una caminata al nivel del mar donde la pre-

sión es de 0.101 MPa. Calcule la presión final para cada uno de los recorridos siguientes:

a) La persona escala la cumbre del Monte Everest con elevación de 8848 m. Considere la densidad promedio del aire, entre el nivel del mar y la cumbre de la montaña, igual a 0.154 kg/m^3.
b) La persona desciende al fondo del mar a una profundidad de 395 m. Tome la densidad del agua igual a 1000 kg/m^3.
c) La persona viaja al fondo del Valle de la Muerte donde la elevación es de -86 m. Considere la densidad del aire igual a 1.30 kg/m^3.

Desprecie las variaciones en la densidad del fluido y en la gravedad local para cada una de esas excursiones.

2.31 Una persona inicia una caminata al nivel del mar donde la presión es de 14.7 psia. Calcule la presión final para cada uno de los recorridos siguientes:

a) La persona escala la cumbre del Monte Everest con elevación de 29028 ft. Considere la densidad promedio del aire, entre el nivel del mar y la cumbre de la montaña, igual a 0.050 lbm/ft^3.
b) La persona desciende al fondo del mar a una profundidad de 12% ft. Tome la densidad del agua igual a 62.4 lbm/ft^3.
c) La persona viaja al fondo del Valle de la Muerte donde la elevación es de -282 ft. Considere la densidad del aire igual a 0.0772 lbm/ft^3.

Desprecie las variaciones en la densidad del fluido y en la gravedad local para cada una de esas excursiones.

2.4S Un cilindro encierra un gas mediante un pistón, como muestra la figura P2.4. El área del pistón es de 0.01 m^2. Considere la presión atmosférica igual a 0.101 MPa y la aceleración gravitacional local como 9.8 m/s^2. Si el pistón soporta una masa de 50 kg (incluyendo la masa del pistón), ¿cuál es la presión del gas? ¿Cambiaría la presión del gas si su volumen se duplicara?

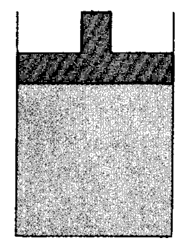


Figura P2.4

2.41 Un cilindro encierra un gas mediante un pistón, como muestra la figura P2.4. El área del pistón es de 0.1 ft^2. Considere la presión atmosférica igual a 14.7 psia y la aceleración gravitacional local como 32.2 ft/s^2. Si el pistón soporta una masa de 100 lbm (incluyendo la masa del pistón), ¿cuál es la presión del gas? ¿Cambiaría la presión del gas si su volumen se duplicara?

2.5S Una masa de 2 kg se mueve con velocidad de 3 m/s a una altura de 10 m sobre un plano de referencia. ¿Cuáles son los valores de las energías cinética y potencial de esta masa? ¿Cuál es el peso de dicha masa?

2.51 Una masa de 5 lbm se mueve con velocidad de 10 ft/s a una altura de 30 ft sobre un plano de referencia. ¿Cuáles son los valores de las energías cinética y potencial de esta masa? ¿Cuál es el peso de dicha masa?

2.6S Se midió una presión de 0.5 MPa en un arreglo cilindro-pistón cuyo diagrama corresponde al del problema 2.4; el área del pistón es de 0.08 m^2. Determine la masa soportada por el gas.

2.61 Se midió una presión de 75 psia en un arreglo cilindro-pistón cuyo diagrama corresponde al del problema 2.4; el área del pistón es de 2.5 ft^2. Determine la masa soportada por el gas.

2.7S Calcule el trabajo, en kilojoules, realizado por un gas ideal al pasar del estado *A* al estado C siguiendo la trayectoria que se muestra en el diagrama *P*- *V* de la figura **P2.7S.**

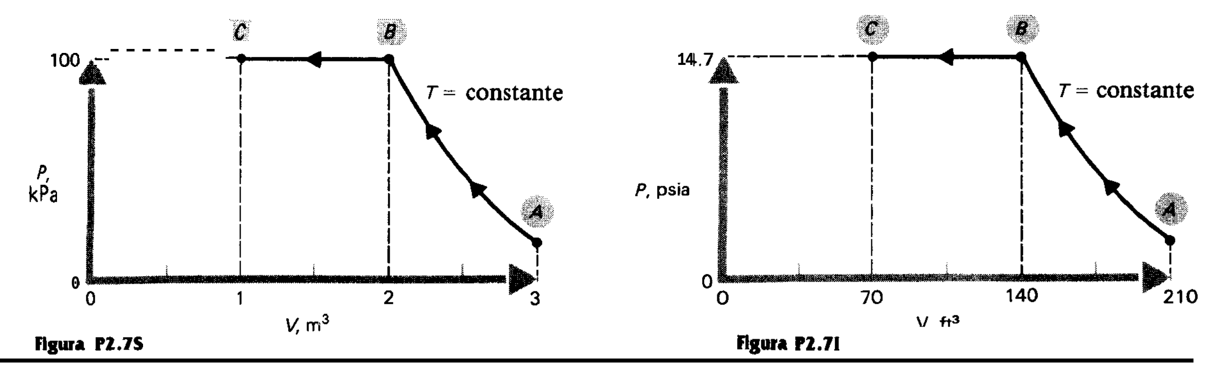


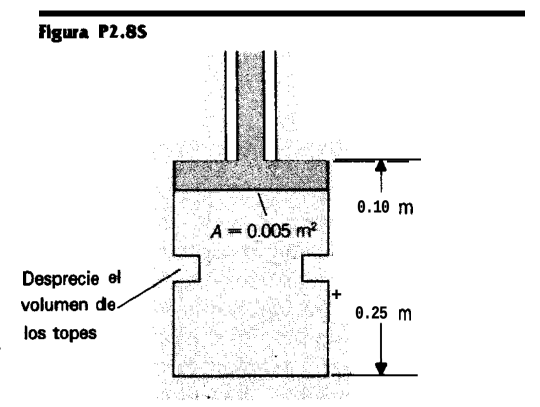
Figura P2.7S **Figura P2.7I**

2.71 Calcule el trabajo, en Btu, realizado por un gas ideal al pasar del estado *A* al estado C siguiendo la trayectoria que se muestra en el diagrama P- *V* de la figura **P2.7I.**

2.8S Se desea que un pistón de 25 kg recorra una distancia dentro de un cilindro, según se muestra en la figura **P2.8S. Inicialmente** el pistón descansa sobre los topes inferiores; el gas dentro del cilindro se calienta y el pistón se mueve hasta tocar los topes superiores, como se muestra. La presión y la temperatura iniciales son $P_1 = P_{atm}$ = 0.101 MPa y T_1 = 20°C. (Desprecie el volumen del pistón.)

a) Dibuje el diagrama P- *v* para el proceso.
b) Calcule el trabajo realizado por el gas.
c) Si el gas fuese un gas ideal **(*PV* = *mRT*),** determine la temperatura final del gas.

Figura P2.8S



2.81 Se desea que un pistón de 50 lbm recorra una distancia dentro de un cilindro, según se muestra en la figura **P2.8I.** Inicialmente el pistón descansa sobre los topes inferiores; el gas dentro del cilindro se calienta y el pistón se mueve hasta tocar los

topes superiores, como se muestra. La presión y la temperatura iniciales son $P_1 = P_{atm}$ = 14.7 psia y T_1 = 68°F. (Desprecie el volumen del pistón.)

a) Dibuje el diagrama *P- V* para el proceso.
b) Calcule el trabajo realizado por el gas.
c) Si el gas fuese un gas ideal ($PV = mRT$), determine la temperatura del gas.

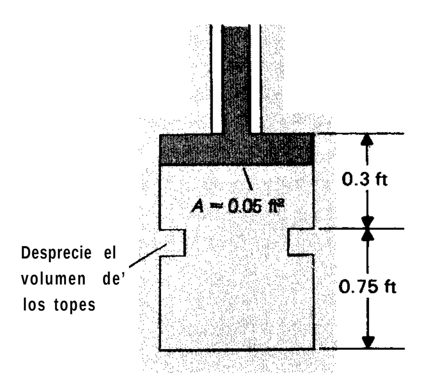


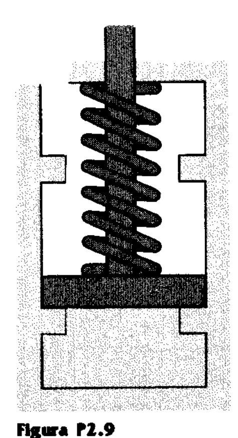
Figura P2.8I

2.9S Un pistón se desplaza entre dos puntos y está limitado por un resorte lineal, como se muestra en la figura P2.9. La sección transversal del área del pistón corresponde a 0.05 m^2 y el volumen inicial es de 0.01 m^3. El volumen en el punto correspondiente a los topes es igual a 0.03 m^3. La constante del resorte vale 10 kN/m. El gas contenido en la cámara está inicialmente a 0.5 MPa y la presión requerida para subir el pistón hasta los topes es de 1 .O MPa. La presión final en la cámara es igual a 6.5 MPa.

a) Dibuje un diagrama *P - V* a escala.
b) Evalúe el trabajo realizado por el gas.

2.9I Un pistón se desplaza entre dos puntos y está limitado por un resorte lineal, como se muestra en la figura P2.9. La sección transversal del área del pistón corresponde 0.5 ft^2 y el volumen inicial es de 0.3 ft^3. El volumen en el punto correspondiente a los topes es igual a 0.9 ft^3. La constante del resorte vale 750 lbf/ft. El gas contenido en la cámara está inicialmente a 75 psia y la presión requerida para subir el pistón hasta los topes es de 150 psia. La presión final en la cámara es igual a 975 psia.

a) Dibuje un diagrama *P - V* a escala.
b) Evalúe el trabajo realizado por el gas.


Figura P2.9

2.10S Un pistón sin peso se mueve sin fricción 10 cm en contra de un gas ideal (es decir, un gas cuyas propiedades cumplen con $Pv = RT$) contenido en un cilindro, cuyo diámetro interior es de 15 cm. Dentro del cilindro también se encuentra un resorte colocado según se muestra en la figura P2.10S. El resorte no ejerce ninguna fuerza sobre el pistón en la posición inicial, pero sí lo toca. La constante del resorte es igual a 2×10^4 N/m. Durante el movimiento del pistón, el gas en el cilindro se mantiene a 1 atm.

a) ¿Cuánto trabajo realiza el pistón?
b) ¿Qué fracción del trabajo se emplea para comprimir el gas?
c) ¿Qué fracción del trabajo total se realiza en los primeros 5 cm del recorrido del pistón?

Figura P2.10S
P alrededores = 0
15 cm

Figura P2.10I
P alrededores = 0
6 in

2.10I Un pistón sin peso se mueve sin fricción 4 in en contra de un gas ideal (es decir, un gas cuyas propiedades cumplen con $Pv = RT$) contenido en un cilindro, cuyo diámetro interior es de

6 in. Dentro del cilindro también se encuentra un resorte colocado según se muestra en la figura P2.10I. El resorte no ejerce ninguna fuerza sobre el pistón en la posición inicial, pero sí lo toca. La constante del resorte es igual a 1500 lbf/ft. Durante el movimiento del pistón, el gas en el cilindro se mantiene a 1 atm.

a) ¿Cuánto trabajo realiza el pistón?
b) ¿Qué fracción del trabajo se emplea para comprimir el gas?
c) ¿Qué fracción del trabajo total se realiza en los primeros 2 in del recorrido del pistón?

2.11 Un gas contenido en un sistema cilindro-pistón realiza un proceso donde la presión del gas corresponde a la de un proceso politrópico, es decir,

PV^n = constante

donde n es una constante especifica. Evalúe el trabajo realizado por unidad de masa entre los puntos A y B. [Este problema se relaciona con la deducción de la ecuación (2.20).]

2.12s Se comprime una barra de aluminio de 2 cm de diámetro y 10 cm de longitud mediante un peso. ¿Cuál es el trabajo realizado si la deformación es del 1%? El modulo de elasticidad es igual a 7 x 10^{10} N/m^2.

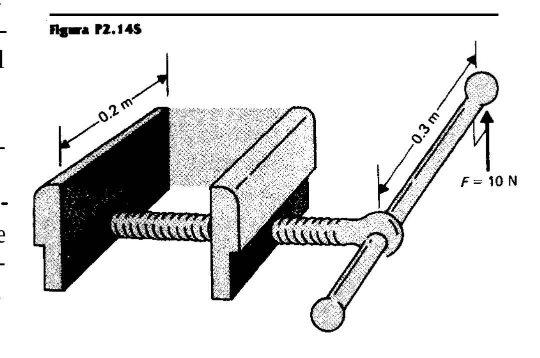
2.121 Se comprime una barra de aluminio de 1 in de diámetro y 4 in de longitud mediante un peso. ¿Cuál es el trabajo realizado si la deformación es del 1 %? El módulo de elasticidad es igual a 1.75 x 10^9 lbf/ft^2.

2.13S Un motor eléctrico ideal (100 % en la conversión de electricidad a trabajo de eje) opera a través de un tren de engranes comprimiendo, con perdida minima, una varilla sólida de aluminio. La potencia entregada al motor para su operación es de 1 kW durante 15 s, intervalo de tiempo durante el cual la longitud de la varilla cambió en 2 x 10^{-1} m. La sección transversal de la varilla es de 1 cm^2 y su longitud de 9 m. ¿Cuál es el valor del modulo de Young para esta varilla?

2.131 Un motor eléctrico ideal (100 Vo en la conversión de electricidad a trabajo de eje) opera a través de un tren de engranes comprimiendo, con perdida minima, una varilla sólida de aluminio. La potencia entregada al motor para su operación es de 1.3 hp durante 15 s, intervalo de tiempo durante el cual la longitud de la varilla cambió en 8 in. La sección transversal de la varilla es de 0.16 in^2 y su longitud de 30 ft. ¿Cuál es el valor del módulo de Young para esta varilla?

2.14S Una placa metálica con la forma de una hoja delgada se encuentra comprimida entre las mordazas de un tomillo de

Figura P2.14S



mano en un taller de ingeniería. La placa se mantiene en su lugar por la fuerza de tensión superficial ejercida por su contacto con las mordazas del tornillo. Un estudiante encuentra que se requiere aplicar una fuerza de 10 N al extremo de la manivela del tornillo (con radio de 0.3 m; véase la figura **P2.14S)** para mover el tornillo sin **fricción.** Después el estudiante gira la manivela 24 veces haciendo que las mordazas recorran 10 cm respecto a la **posición** que tenían inicialmente. Las mordazas del tornillo tienen 0.2 m de longitud. **¿Cuál** es la tensión superficial en la placa?

2.141 Una placa **metálica** con la forma de una hoja delgada se encuentra comprimida entre las mordazas de un tornillo de mano en un taller de ingeniería. La placa se mantiene en su lugar por la fuerza de tensión superficial ejercida por su contacto con las mordazas del tornillo. Un estudiante encuentra que se requiere aplicar una fuerza de 2.2 lbf al extremo de la manivela del tornillo (con radio de 1 ft; véase la figura **P2.14I)** para mover el tornillo sin fricción. Después el estudiante gira la manivela 24 veces haciendo que las mordazas recorran 0.3 ft respecto a la posición que tenían inicialmente. Las mordazas del tomillo tienen 0.7 ft de longitud. **¿Cuál** es la tensión superficial en la placa?

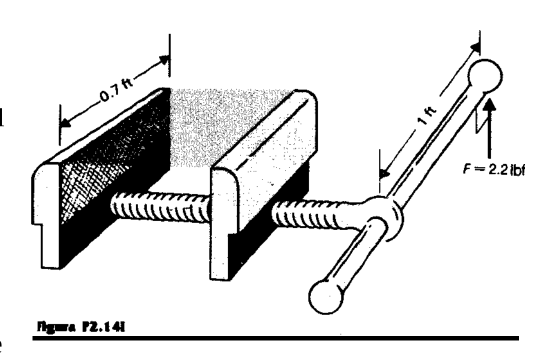


Figura P2.14I

2.15 Se emplea un acumulador para generar la luz en un bote durante una regata nocturna. La iluminación consiste en 3 focos de 10 W para las luces direccionales y de otro foco de 20 W para el mástil. La regata va a durar 6 h (si los vientos presentes no cambian). Se cuenta con un cargador lento para el acumulador de 12 KV, capaz de dar una carga al ritmo constante de 2A mientras el bote esté en el muelle. Considere que el ciclo carga-descarga de la batería tiene una eficiencia del 100% (es decir, toda la energía almacenada se recupera).

a) **¿Cuánto** tiempo se deberá emplear el cargador para asegurar que los focos funcionen durante toda la regata?

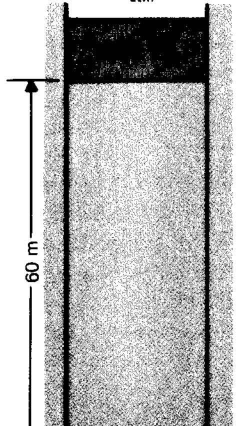
b) **¿Cuánto** cambia la **energía** almacenada en la batería durante el proceso de carga?

2.16S Un elevador tiene una masa de 1000 kg y se encuentra en la parte superior del pozo de 60 m cuando se rompe el cable. El aire en el pozo del elevador está a **27°C** y se mantiene a esa temperatura en tanto cae el elevador. Nada de aire se cuela a la cabina durante la caída. El pozo tiene una sección transversal de 2.5 m^2 e inicialmente el aire en el pozo está a 1 atm. Véase la **figura** P2. **16S.**

a) Dibuje un esquema del diagrama ***P-v*** para el aire en el pozo, indique los valores de los estados inicial y final con valores numéricos.

b) **¿Cúal** será la posición de equilibrio para la cabina del elevador?

Figura P2.16S



c) ¿Cuánto trabajo realiza la cabina del elevador para alcanzar la posición de equilibrio?

d) ¿Se necesitan algunas consideraciones adicionales a los datos para poder contestar a las preguntas?

2.161 Un elevador tiene una masa de 2200 lbm y se encuentra en la Parte superior del pozo de 200 ft cuando se rompe el cable. El aire en el pozo del elevador esta a 80°F y se mantiene a esa temperatura en tanto cae el elevador. Nada de aire se cuela a la cabina durante la caída. El pozo tiene una sección transversal de 25 ft^2 e inicialmente el aire en el pozo está a 1 atm. Véase la figura P2.16I.

a) Dibuje un esquema del diagrama *P-v* para el aire en el pozo, indique los valores de los estados inicial y final con valores numéricos.

b) ¿Cuál será la posición de equilibrio para la cabina del elevador?

c) ¿Cuánto trabajo realiza la cabina del elevador para alcanzar la posición de equilibrio?

d) ¿Se necesitan algunas consideraciones adicionales a los datos para poder contestar a las preguntas?

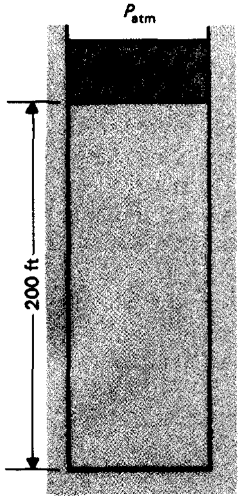


Figura P2.16I

2.17S Un compresor isotérmico ideal, sin fricción, toma aire a la presión de 1 atm y lo comprime hasta 10 atm, a una temperatura de 30°C. Cada revolución del compresor maneja 1 kg de aire y el compresor opera a 200 rpm. ¿Cuál es el tamaño mínimo del motor que debe solicitarse para impulsar este compresor?

2.171 Un compresor isotérmico ideal, sin fricción, toma aire a la presión de 1 atm y lo comprime hasta 10 atm, a una temperatura de 86°F. Cada revolución del compresor maneja 2 lbm de aire y el compresor opera a 200 rpm. ¿Cuál es el tamaño mínimo del motor que debe solicitarse para impulsar este compresor?

2.18S La batería de 12 V de un avión, que se encuentra completamente descargada, se coloca en un cargador rápido donde se alimenta con 10 A durante 1 h. La batería, con una masa de 10 kg, se coloca abordo del avión para su transporte. El avión vuela a 700 km/h a una altitud de 2000 m.

a) ¿Cuál es el cambio total de la energía en la baterfa desde su estado de carga nula en el suelo hasta el estado en el avión durante el vuelo?

b) ¿Qué porcentaje del cambio en la energía se debe a cada una de las diferentes formas de energía (cinética, potencial y almacenada)?

c) ¿Cuánto trabajo se realizó durante el proceso de carga?

2.18I La batería de 12 V de un avión, que se encuentra completamente descargada, se coloca en un cargador rápido donde se

alimenta con 10 A durante 1 h. La batería, con una masa de 22 lbm, se coloca a bordo del avión para su transporte. El avión vuela a 450 mi/h a una altitud de 6500 ft respecto al suelo.

a) ¿Cúal es el cambio total de la energía en la batería desde su estado de carga nula en el suelo hasta el estado en el avión durante el vuelo?

b) ¿Qué porcentaje del cambio en la energía se debe a cada una de las diferentes formas de energía (cinética, potencial y almacenada)?

c) ¿Cuánto trabajo se realizó durante el proceso de carga?

2.19 La diferencial total del trabajo $P\,dV$ se puede escribir como $\delta W = -P\,dV = -P\,dV + 0\,dP$. Muestre que el trabajo es una diferencial inexacta.

2.20S Se traslada una masa de 1 kg desde su posición en el piso hasta otra posición sobre una escalera a 10 m respecto al piso. La nueva posición se alcanza mediante las siguientes trayectorias:

1. La masa se levanta directamente por medio de una polea sin fricción.
2. La masa es trasladada por carretilla sin fricción hasta un elevador también sin fricción; este último se mueve hasta la altura necesaria y, entonces, se vuelve a usar la carretilla para llevar la masa hasta su posición final.

En cada caso, encuentre el trabajo realizado para mover la masa hasta su posición final. Comente si en estos dos casos el trabajo, que es una función de trayectoria, depende del camino seguido, y si no, qué características estuvieron presentes para hacer que el trabajo no sea función de la trayectoria.

2.201 Se traslada una masa de 2 lbm desde su posición en el piso hasta otra posición sobre una escalera a 30 ft respecto al piso. La nueva posición se alcanza mediante las siguientes trayectorias:

1. La masa se levanta directamente por medio de una polea sin fricción.
2. La masa es trasladada por carretilla sin fricción hasta un elevador también sin fricción; este último se mueve hasta la altura necesaria y, entonces, se vuelve a usar la carretilla para llevar la masa hasta su posición final.

En cada caso, encuentre el trabajo realizado para mover la masa hasta su posición final. Comente si en estos dos casos el trabajo, que es una función de trayectoria, depende del camino seguido y si no, qué características estuvieron presentes para hacer que el trabajo no sea función de la trayectoria.

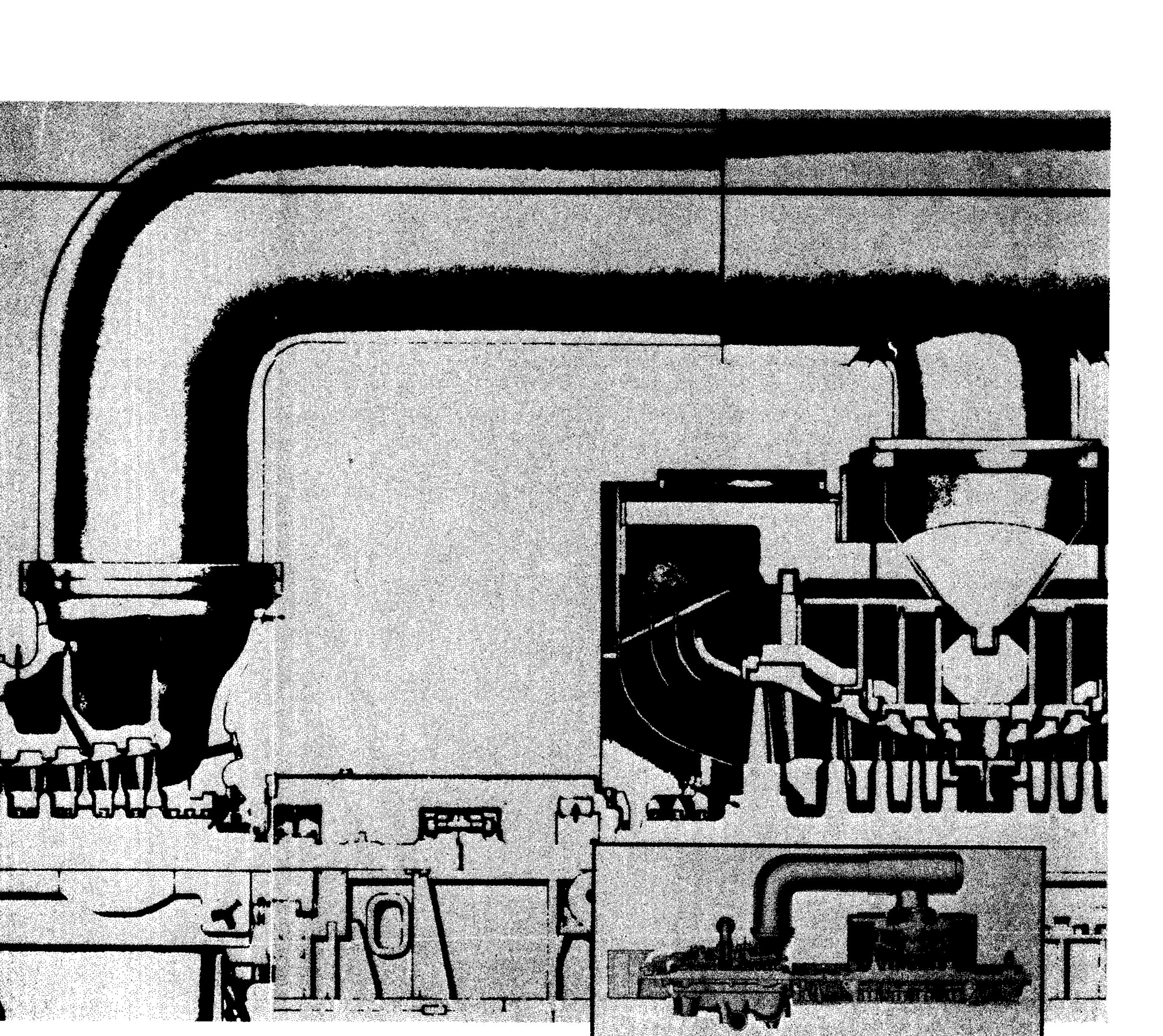
3

Propiedades de sustancias usuales

Cuando se puede medir lo que se estd diciendo y expresarlo con números, ya se conoce algo al respecto; pero cuando no es posible medirlo, cuando no se puede expresar numéricamente, el conocimiento es insuficiente e insatisfactorio: puede ser un asomo de conocimiento, pero en su interior el individuo sabe que ha avanzado poco al estado de ciencia.

Lord **Kelvin**

Sección transversal de **una** turbina de vapor sobrecalentado. en **tándem combinado**, con dos flujos, 3600 rpm y clasificada en el Intervalo de 300 000 a 350 000 kW (General *Electric.)*



3.1 Introducción

En el capítulo 2 se definieron algunas propiedades comunes con el fin de presentar los conceptos de estado, proceso y energía. Sin embargo, un sistema tiene otras propiedades que resultan útiles en termodinámica, ademas de las definidas en el capítulo 2. En este capítulo se introducen algunas propiedades nuevas y se estudia el comportamiento de varias propiedades para cierto tipo de sustancias. En capítulos posteriores se estudiarán aún otras propiedades según se vaya necesitando; no obstante, los conceptos que se presentan en este capítulo son aplicables a todas las otras propiedades.

3.2 Postulado de estado. Aplicaciones a las relaciones entre propiedades

En el capítulo 2 se señaló que las propiedades podían clasificarse en ***intensivas o extensivas;*** además, las propiedades se definieron únicamente para un sistema en equilibrio termodinámico. El estudio de un gran número de sustancias y su comportamiento en diferentes procesos revela que a mayor número de sustancias presentes en un sistema, con más formas de intercambio de energía entre el sistema y sus alrededores, más propiedades se requerirán para describir el equilibrio en estado estable de un sistema.

En este capítulo, el estudio se limitará a ***sustancias puras, simples y compresibles.*** El término ***simple y compresible*** implica que sólo se está considerando la forma de trabajo ***P dV*;** en tanto que ***pura*** implica que las sustancias contienen únicamente un componente químico (por ejemplo H_2O, amoniaco o nitrógeno), por lo tanto, se excluye cualquier mezcla de dos o más sustancias (como agua salada, whiskey o aire húmedo). La excepción corresponde al aire, que se trata como una sustancia pura en muchos casos prácticos, a pesar de ser una mezcla inerte de N_2, 0, y otras moléculas. Además, se supondrá que las sustancias tienen una composición molecular fija a lo largo de este estudio; es decir, no tiene lugar ninguna reacción química. En capítulos posteriores se estudiaran las mezclas y los sistemas cuyos componentes pueden sufrir transformaciones químicas.

Repetidas observaciones y experimentos han mostrado que, para una sustancia pura, simple y compresible, dos propiedades independientes son necesarias y suficientes para establecer el estado estable de equilibrio de un sistema. Esta observación no se deduce de otros teoremas más fundamentales desde el punto de vista de la termodinámica clásica; como no se le ha encontrado ninguna violación, se le asigna la misma categoría que a las otras leyes termodinámicas que se estudiarán después.

El comportamiento observado en una sustancia pura, simple y compresible se resume en el ***postulado de estado:***

> Dos propiedades termodinámicas independientes cualesquiera son suficientes para establecer el estado termodinámico estable de una masa de control constituida por una sustancia pura, simple y compresible.

A las propiedades **termodinámicas** corresponden la presión, la temperatura y el volumen; a estas propiedades no pertenecen ni las propiedades **geométricas,** como la forma o la elevación, ni la velocidad. ***Estado estable*** significa un estado de equilibrio; por lo tanto, el postulado de estado no da información sobre los estados en desequilibrio. El enunciado anterior se refiere a la masa de control o a una cantidad específica de materia. El postulado de estado **también** puede interpretarse en referencia a una unidad de masa tomada como base. Se recuerda que existe la opción de expresar las propiedades extensivas en forma intensiva, por lo que el postulado de estado puede enunciarse en una forma muy útil:

> Dos propiedades termodinámicas intensivas e independientes bastan para establecer el estado termodinámico estable de una sustancia pura, simple y compresible.

Existe un número importante de excepciones para estas formas del postulado de estado. Estos enunciados se aplican únicamente a sustancias simples compresibles; en consecuencia, la única forma de trabajo posible es $P\,dV$. Si existe otra forma de trabajo casi al equilibrio, el número de propiedades termodinámicas independientes necesarias para determinar el estado es 1 más el número de formas de trabajo. Asimisino, para una masa de control con más de una sustancia o en la que los componentes reaccionen químicamente, se espera que se deban especificar más de dos propiedades independientes para establecer el estado; este aspecto se estudiará con más detalle en los capítulos 9 y 10.

El postulado de estado señala la información necesaria para especificar el estado de una sustancia en un sistema particular. Ya antes se consideraron las propiedades P, v, T y u; en secciones posteriores se **presentarán** otras propiedades. El postulado de estado afirma que, si dos de esas propiedades son independientes y conocidas, entonces todas las otras propiedades quedan unívocamente especificadas. Si se conocen T y v para una sustancia pura y compresible, entonces P y u tienen valores conocidos unívocamente. Matemáticamente, esto se expresa como

$$P = P(T, v) \tag{3.1}$$

y

$$u = u(T, v) \tag{3.2}$$

La elección de las variables independientes en la expresión es arbitraria mientras sean independientes, por lo que otras opciones equivalentes son

$$P = P(u, T) \quad \text{o} \quad P = P(u, v) \tag{3.3}$$

y

$$u = u(P, T) \quad \text{o} \quad u = u(P, v) \tag{3.4}$$

Dado que la termodinámica trata sobre la energía y sus transformaciones, las ecuaciones (3.2) y (3.4) son muy importantes en los **análisis** termodinámicos.

3.3 Sustancias simples compresibles

Las sustancias simples y compresibles se emplean en muchos sistemas de ingeniería, incluyendo las plantas de potencia, muchos sistemas de refrigeración y sistemas de distribución térmica que usan el agua o el vapor de agua para transportar la energía. Además, las máquinas de combustión interna y externa se pueden estudiar en forma práctica considerando que operan con sustancias simples y compresibles como fluidos de trabajo, aun cuando en la realidad no sea así. Finalmente, algunas mezclas inertes de sustancias puras, por ejemplo, el aire seco, pueden tratarse como sustancias puras con un pequeño error, lo que permite una extensión práctica considerable a la aplicación de las relaciones entre propiedades que se desarrollarán para sustancias puras.

3.3.1 Fases líquidas

Supóngase que se tiene un conjunto de valores de dos variables independientes para una sustancia pura y simple en particular y se desea determinar el ***valor*** de una variable dependiente. ¿Cómo se procede? y ¿cómo se presentan los resultados?

Como ejemplo, considérese una sustancia muy conocida, el agua fría. Ésta se introduce en un cilindro y se le saca todo el aire (recuérdese la limitación de sustancia pura). A continuación se coloca un pistón en contacto con la superficie del agua (Fig. 3.1). Se escoge el agua como la masa de control y se mide su presión con un manómetro, así como su temperatura mediante un termómetro. En esta forma se obtienen dos propiedades independientes: la temperatura y el volumen específico (el cual se encuentra al dividir la medida del volumen total contenido en el arreglo cilindro-pistón entre la masa de agua colocada en el sistema). La propiedad dependiente (la presión) que resulta para los valores dados del volumen específico y de la temperatura, se determina con el manómetro. Por consiguiente, en ese estado se pueden medir las tres propiedades P, v y T.

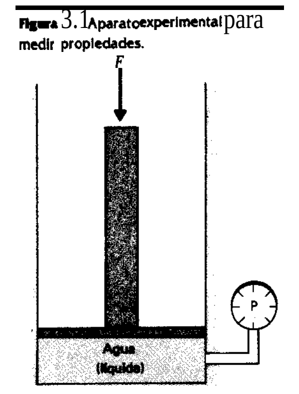


Figura 3.1 Aparato experimental para medir propiedades.

Supóngase ahora que se desea cambiar el estado de la masa de control. Pueden realizarse muchos procesos diferentes; por ejemplo, el arreglo cilindro-pistón se sumerge en un baño grande conteniendo un fluido a una temperatura fija, igual a $T_1 = 100°C = 212°F$, que es también la temperatura de la masa de control. El agua y los alrededores deben estar en equilibrio térmico a la temperatura de esos alrededores. Se aplica una fuerza inicial sobre el pistón, suficiente para obtener el volumen específico deseado v. Ahora se aumenta el volumen de la masa de control mediante un movimiento ascendente del pistón y se mide la presión resultante con ayuda del manómetro colocado en la pared del cilindro. Si se cuida que el aumento del volumen sea lento, el agua permanecerá a temperatura constante. Cuando la temperatura de la masa de control cambia infinitesimalmente durante el proceso, debe haber una transferencia de calor de la masa de control o del baño que la rodea y la masa de control regresa al equilibrio térmico, con el baño a la temperatura de éste.

Las variables independientes durante este proceso son T y v; además se ha medido el valor de la variable dependiente P que existe para los valores de T y v dados. Por lo tanto, se han determinado los estados correspondientes a $P = P(T, v)$. Si se dibuja la trayectoria de este proceso en una gráfica de presión contra volumen, se

obtiene una línea como la que se muestra en la figura 3.2, donde ***A*** denota el estado inicial y ***B*** el estado final. Entre ***A*** y ***B*** se encuentra una serie de estados que estan en equilibrio térmico y el proceso que los une sigue una ***isoterma*** o línea de temperatura constante. A un proceso semejante que pasa por una serie de estados de equilibrio se le ha definido ***como*** proceso ***casi en equilibrio.***

Obsérvese en la figura 3.2 el cambio tan grande en la presión del agua para un pequeño cambio en el volumen específico. La explicación es que el agua líquida ***es*** casi ***incompresible, y*** con frecuencia se considera por conveniencia que el valor de v es constante para el agua líquida (y muchos otros líquidos) cuando la presión cambia a temperatura constante.

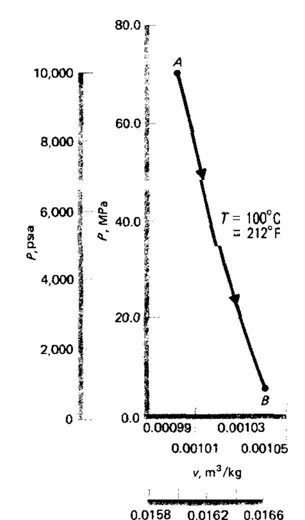


Figura 3.2 Expansión del agua a temperatura constante.

3.3.2 Saturación y fases

Si se incrementa más el volumen del sistema, se encuentra que después de que la masa de control alcanza un volumen particular correspondiente al estado C (Fig. 33), ***la presión de la masa de control permanece constante.*** Se puede cambiar el volumen moviendo el pistón, pero al detener el pistón en una posición correspondiente a algún volumen a lo largo de la línea CD, la presión medida permanece en el mismo valor encontrado para el punto ***C***; es decir, la presión en la masa de control es la misma en cada estado a lo largo de CD. Al observar el agua de la masa de control **para** algún punto entre C y ***D,*** se encuentra que algo del líquido presente en el punto C ha cambiado a vapor, lo cual llena el aumento de volumen. Al aumentar **más** el volumen, una cantidad mayor de líquido se convierte a vapor, hasta que se alcanza el punto ***D,*** donde justamente todo el líquido ha desaparecido y toda el agua se encuentra en forma de vapor.

Obsérvese que el volumen específico del agua aumentó notablemente durante el proceso de vaporización, por lo que resulta necesario **graficar** el volumen específico en una escala logarítmica con el fin de retener el detalle suficiente cuando los vo-

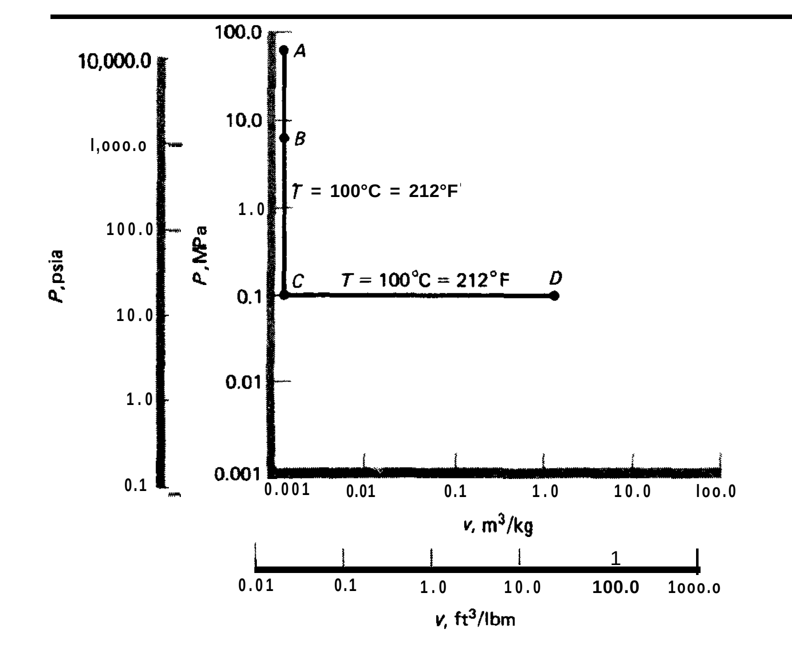


Figura 3.3 Expansión isotérmica en la región difásica

lúmenes específicos son pequeños. La expansión isotérmica de un líquido, trayectoria ***A-B-C,*** parece casi vertical en esta escala.

El estado físico de la masa de control en el punto C, recibe el nombre de ***líquido saturado;*** la temperatura del agua en este estado corresponde ***al punto de ebullición o temperatura de saturación*** a la presión de la masa de control. Sobre la línea CD, los estados del agua son una mezcla de dos formas físicamente diferentes, líquido y vapor. A estas formas físicamente diferentes de un componente se les llama ***fases*** y a los estados que se encuentran a lo largo de la línea CD se les denomina estados ***difásicos.*** Puesto que la masa de control tiene valores dados de ***P, v y T*** para cada estado en la línea CD, tiene propiedades intensivas (***P*** y ***T***) iguales en cada fase. Sin embargo, la propiedad intensiva específica v, aunque conocida para la mezcla difásica completa (el volumen de toda la masa), ***es diferente*** para cada una de las fases. El volumen específico de la fase líquida puede encontrarse por medida: se retira una pequeña muestra de la fase líquida en algún estado entre C y *D*, y se miden su volumen y su masa, en tanto que se mantiene la temperatura al punto de ebullición correspondiente a la presión dada; una medida similar puede realizarse en la fase vapor.

Considérense estas observaciones a la luz del postulado de estado donde dos propiedades independientes deben especificarse para definir el estado de un sistema. A lo largo de la línea ***CD,*** cuando se especifica la presión, automáticamente se conoce la temperatura; es decir, el punto de ebullición depende únicamente de la presión de la masa de control y no puede variar independientemente. De esta manera, ***a lo largo de la línea difásica CD, T y P no son variables independientes.*** Del conjunto ***P,*** v y ***T,*** los únicos pares de variables independientes que pueden emplearse para especificar el estado de un sistema difásico son ***P y v o t y v.***

3.3.3 Calidad

Cada una de las fases se encuentra en el punto de ebullición a la presión que existe en la masa de control para cada estado localizado sobre la línea ***CD.*** En esta forma, si se mide el volumen específico de la fase líquida para ***cualquier*** estado a lo largo de la línea ***CD,*** se encuentra el mismo valor: el volumen específico del agua saturada a la temperatura de la masa de control, v_l (II), es igual a v_C. De igual forma, el volumen específico del vapor para cualquier estado a lo largo de la línea ***CD es*** el volumen específico del vapor saturado, $v_g(T) = v_D$. Los subíndices l y g indican las fases líquida y vapor, respectivamente. [En cierta bibliografía se encuentra el subíndice f (fluido) para indicar el estado líquido. Dado que la palabra ***fluido*** comúnmente se emplea tanto para la fase líquida como para la fase vapor, se prefiere el subíndice l para denotar a la fase líquida en este texto.]

Resulta relativamente simple tabular el volumen específico del líquido y del vapor saturados en función de la temperatura. Por lo tanto, es útil definir el volumen específico de la masa total v, correspondiente a la masa de control en cualquier punto sobre la línea difásica ***CD,*** en función de los volúmenes específicos de las fases individuales v, y v_g. Con este objeto se introduce una propiedad llamada calidad de la mezcla difásica. La ***calidad*** se define como la masa de vapor presente en la mezcla difásica dividida entre la masa total y se representa por el símbolo x. Así pues,

$$x = \frac{m_g}{m} \qquad (3.5)$$

Para una masa de control difásica, la calidad varía desde 0, cuando la masa de control está compuesta únicamente de líquido saturado, hasta 1, cuando está constituida únicamente por vapor saturado. Con frecuencia, la calidad también se expresa como un porcentaje. Obsérvese que la calidad sólo está definida.para la mezcla difásica constituida por líquido y vapor.

El volumen del sistema a lo largo de la línea difásica CD es

$$V = V_l + V_g \qquad (3.6)$$

Dividiendo entre la masa total se obtiene

$$\frac{V}{m} = v = \frac{V_l}{m} + \frac{V_g}{m}$$

$$= \frac{m_l}{m}\frac{V_l}{m_l} + \frac{m_g}{m}\frac{V_g}{m_g}$$

o

$$v = (1 - x)v_l + xv_g \qquad (3.74$$

y el volumen específico de la masa de control queda especificado en términos de las propiedades tabuladas y de la calidad. Otra opción para escribir la ecuación (3.7 a) es

$$v = v_l + x(v_g - v_l) = v_l + xv_{lg} \qquad (3.76)$$

donde v_{lg} se define como la diferencia entre el volumen específico del vapor saturado y del líquido saturado a la temperatura de la masa de control, es decir $v_g - v_l$

Puesto que el volumen específico, y como se verá posteriormente cualquier otra propiedad específica de la masa de control, se puede determinar una vez que se especifica x a una *P* o *T* dada, se acostumbra emplear x y otra propiedad independiente para especificar el estado sobre la línea difásica.

3.3.4 Vapor sobrecalentado

Regresando a la figura 3.3, se observa que el proceso de expansión a temperatura constante se detuvo en el estado *D*, donde la masa de control justamente acababa de cambiar por completo a la fase vapor. Supóngase que se continúa la expansión mediante un ascenso posterior del pistón, de modo que el volumen de la masa de control aumente en tanto que la temperatura se mantiene constante por medio del baño que la rodea. Al hacer esto se encuentra que la presión del sistema disminuye y que la traza de *P*- v continúa a lo largo de la trayectoria *DE* (Fig. 3.4). En la serie de estados sobre *DE,* se dice que el vapor está ***sobrecalentado*** porque su temperatura es superior a la del punto de ebullición para la presión que existe a lo largo de esa trayectoria. El volumen puede continuar creciendo después de v_E y la presión continuará bajando. El proceso puede continuarse hasta que las restricciones sobre las definiciones de presión o volumen específico [Véanse las ecuaciones (2.1) y (2.8)] ya no sean validas.

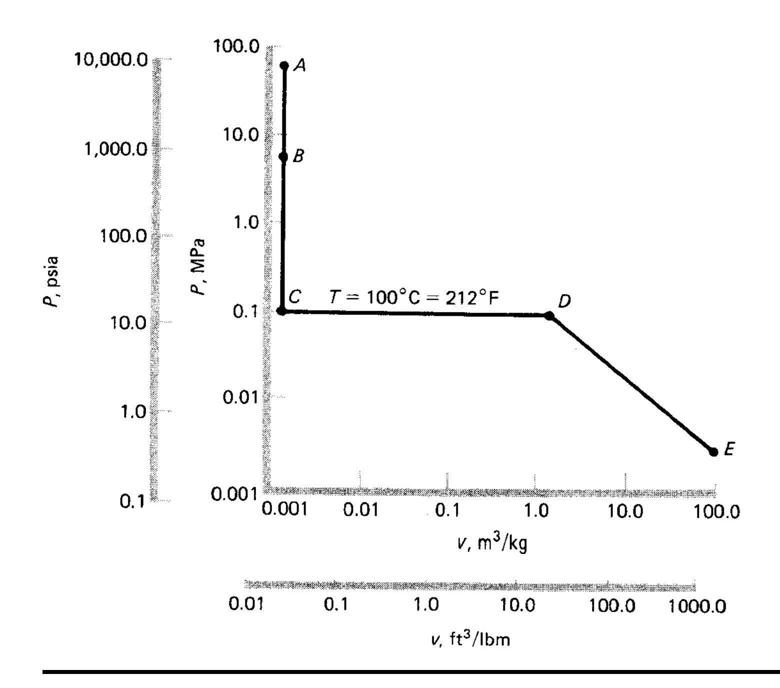


Figura 3.4 Expansión en la región de sobrecalentamiento.

Debe notarse que para estos estados ***P*** y ***T*** son independientes; por lo tanto, a diferencia de los estados saturados, ***P*** y ***T*** pueden emplearse como dos propiedades independientes para especificar el estado de un vapor sobrecalentado.

3.3.5 Diagrama P-v

Supóngase ahora que el pistón regresa a su posición original en el aparato experimental de la figura 3.1 y que la temperatura del baño, que constituye los alrededores, cambia a un valor mayor, $T_2 > T_1$. Al mover el pistón lentamente para aumentar el volumen de la masa de control, manteniendo la temperatura de dicha masa constante en T_2, se encuentra una nueva isoterma en el diagrama ***P- v.*** Este procedimiento se puede repetir a temperaturas cada vez mayores y dibujar las isotermas para cada una, como se muestra en la figura 3.5.

Temperatura crítica

A mayores temperaturas, disminuye la longitud de la línea difásica horizontal. Finalmente, para el agua, la isoterma en la región difásica correspondiente a una temperatura T = 374.14°C = 705.43°F, tiene una longitud nula. Es decir, existe una región donde no se distinguen las dos fases; si el volumen aumenta, el agua realiza la transición de líquido a vapor sin la aparición de la región de dos fases. Experimentalmente, si se mantiene el líquido original a esta temperatura o una superior, mientras se expande el volumen, no se puede decir cuándo el líquido se convierte en vapor, ya que no se forma ninguna interfase entre las fases; no es posible ver ninguna superficie líquida. Para el agua, este fenómeno tiene lugar a una presión y una temperatura tan elevadas que queda fuera de la experiencia cotidiana. A las altas presiones presentes en la región del diagrama ***P-*** v en que esto ocurre, cuando el

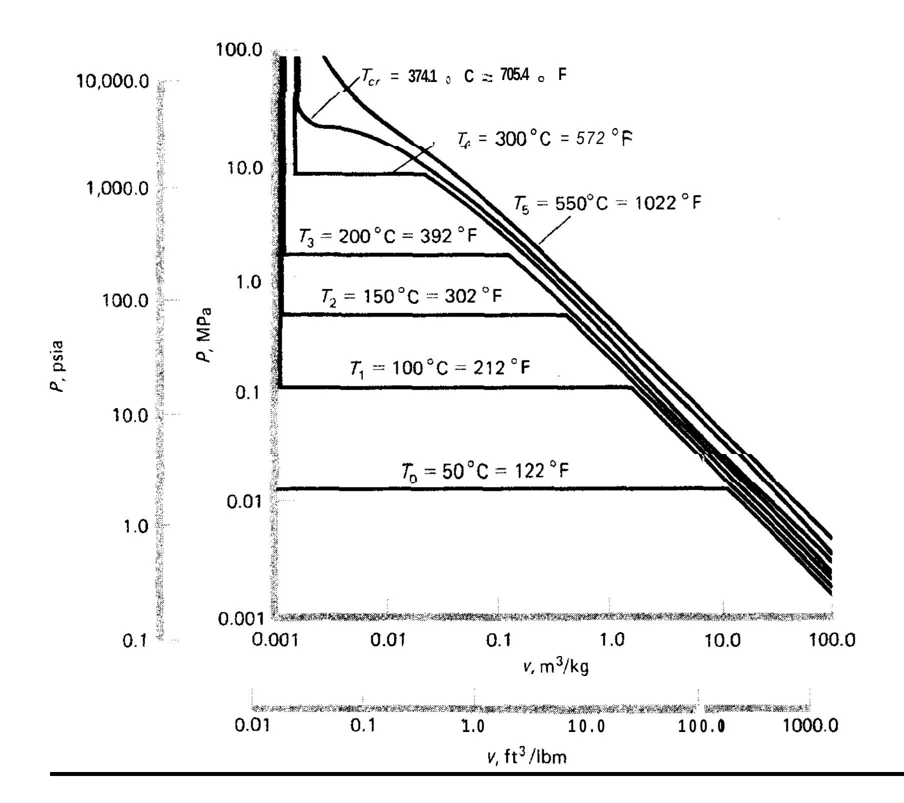


Figura 3.5 Isotermas para expansiones a varias temperaturas diferentes.

volumen específico del líquido aumenta a lo largo de una isoterma, la presión de la masa de control disminuye continuamente. El volumen específico del líquido aumenta y la transición del líquido a gas tiene lugar lentamente a un volumen específico pequeño, sin una separación entre fases visible, por lo que se puede pensar que las dos "fases" tienen el mismo volumen específico (y por lo tanto la densidad) y consecuentemente no es posible distinguir una de otra. El mismo fenómeno tiene lugar para todas las isotermas que se encuentran sobre la temperatura crítica.

La temperatura más baja, a la cual la isoterma no presenta transición entre las fases, recibe el nombre de ***temperatura crítica*** T_{cr}. En la tabla C.4 del apéndice C se dan los valores de la temperatura crítica para varias sustancias.

Es común denominar gas al vapor que se encuentra sobre la temperatura crítica y retener el nombre de ***vapor*** para la fase que podría existir en equilibrio con su fase líquida a la temperatura del vapor, si la presión aumentara lo suficiente.

Diagrama *P*- v **para** las fases líquido-vapor

Si se unen todos los puntos de las diferentes isotermas que se presentan en la región difásica y lo mismo se hace con todos los puntos que corresponden a un vapor saturado al **100%**, resulta el diagrama que se muestra en coordenadas logarítmicas en la figura 3.6. La línea que conecta los puntos de líquido saturado se une suavemente con la línea de vapor saturado en el punto donde la isoterma crítica toca ambas líneas.

Dentro de la región limitada por el domo se encuentran todos los estados formados por una mezcla difásica de líquido y vapor saturados. A esta parte del diagrama se le llama ***región difásica o*** de ***saturación.*** **Sólo** dentro de esta región se puede

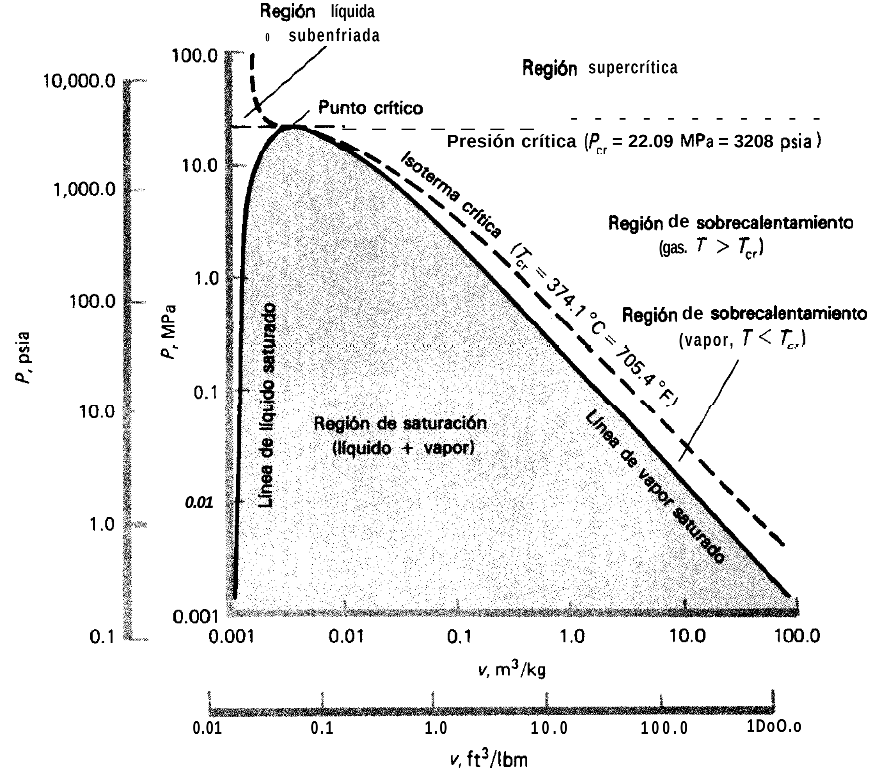


Figura 3.6 Diagrama *P - v para el agua en* las fases **líquido-vapor.**

definir y emplear la propiedad de calidad.

A la izquierda del domo se encuentran todos los estados en los que la masa de control existe únicamente en la fase líquida. En esta región, el líquido está a una temperatura por debajo de su punto de ebullición para cualquier estado *P*- *v*, por lo que a los estados en esta región se les llama *subenfriudos.* (Tal definición no tiene sentido sobre la isoterma crítica, ya que el fenómeno de ebullición no es observable a temperaturas supercríticas.)

La región a la derecha del domo recibe el nombre de región de ***sobrecalentamiento.***

El *punto crítico* es el punto donde la isoterma crítica es tangente a la curva de saturación. Lapresión *crítica es* la presión en este punto tangente (los valores se encuentran en la tabla C.4). La región sobre la isoterma crítica y sobre la línea de presión crítica (isóbara crítica) es llamada *región supercrítica.*

Superficie *P* - *v* - *T*

Resulta conveniente **graficar** los datos obtenidos para el agua o cualquier otra sustancia simple, en las coordenadas *P*, v, *Ten* lugar del diagrama *P*- v, resultando una *superficie* con los estados de equilibrio *P*- v - *T*. Para el agua, la parte de la superficie que se acaba de describir aparece como se muestra en la figura 3.7. La proyección de la superficie en el plano *P* - v da por resultado el diagrama *P* - *v* de la figura 3.6.

Proyecciones en las superficies $P - T$ y $T - v$

La superficie $P - v - T$ puede proyectarse en otros planos coordenados al igual que en el plano $P - v$. El diagrama de fases en esas coordenadas con frecuencia provee de un enfoque útil. Examinando detenidamente la figura 3.7 se ve, por ejemplo, que la región de la superficie $P - v - T$ antes examinada puede proyectarse en la superficie $P - T$, como se muestra en la figura 3.8, y en la superficie $T - v$ como aparece en la figura 3.9. Los dos diagramas sirven para presentar datos experimentales, como se verá en la sección siguiente. Obsérvese que en todos estos diagramas, T se grafica en escala lineal, en tanto que para P y v la escala es logarítmica.

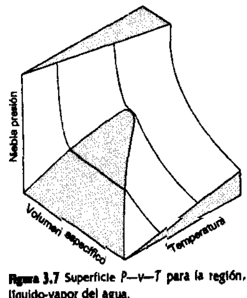


Figura 3.7 Superficie $P—v—T$ para la región, líquido-vapor del agua.

Otras regiones en el diagrama $P - v - T$

Hasta ahora la atención se ha centrado en estados donde existen sólo las fases líquida, gas, vapor o una combinación de líquido y vapor. Naturalmente este tratamiento ignora la existencia de otras fases usuales en sustancias puras simples, como la fase sólida. Cada sustancia simple se solidificará si la temperatura baja bastante. [Sin embargo, existen ciertas sustancias cuyas temperaturas de solidificación son extremadamente bajas; por ejemplo, el helio se congela a temperaturas por debajo de 1 K (1.8°R) a pesar de que la masa de control se encuentre a presiones superiores a 2 MPa (290 psia).]

Si ahora se elige un nuevo experimento, como se muestra en la figura 3.10, donde una masa de control se mantiene a presión constante mediante un pistón lastrado al que se le permite moverse y si se varía la temperatura de la masa de control colocando el cilindro experimental en una serie de baños a temperatura constante, el volumen de la masa de control resultante puede medirse a cada P y T mediante la observación del desplazamiento del pistón. De esta forma se ha llevado a cabo

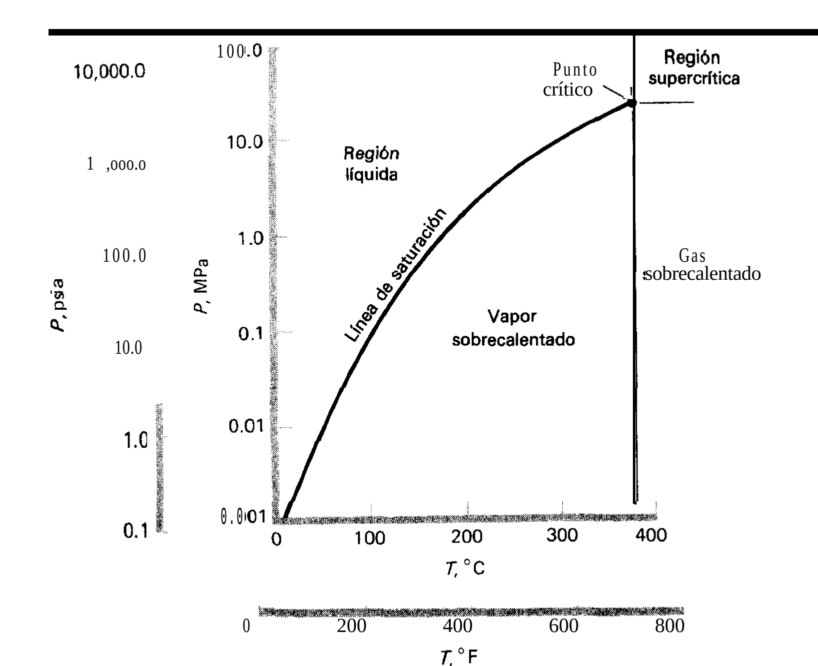


Figura 3.8 Diagrama P-T para el equilibrio vapor-líquido del agua.

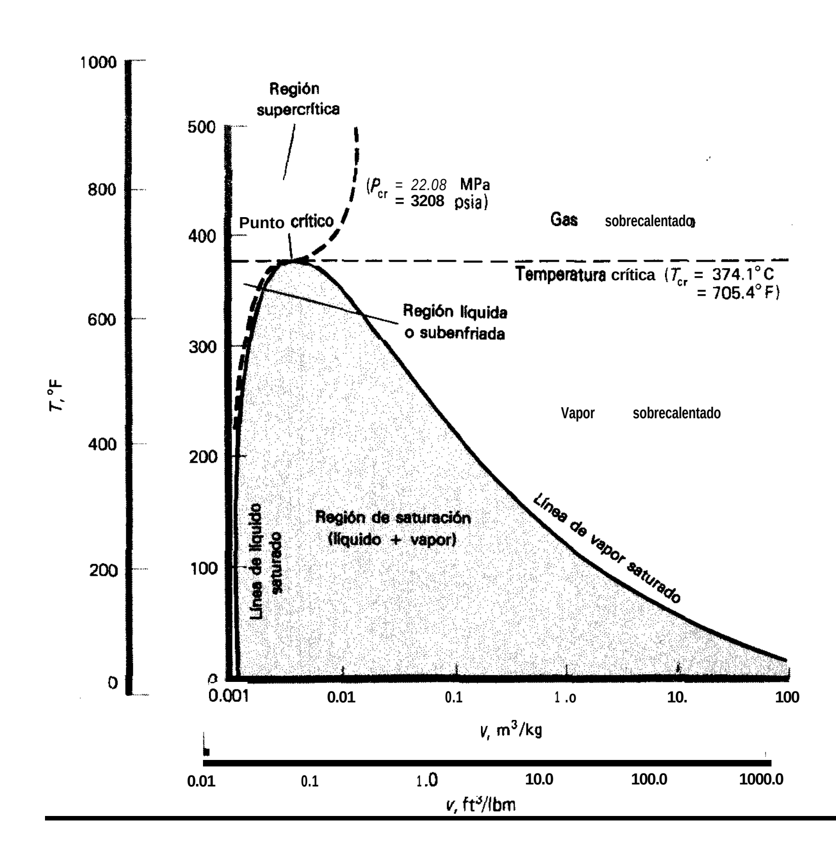
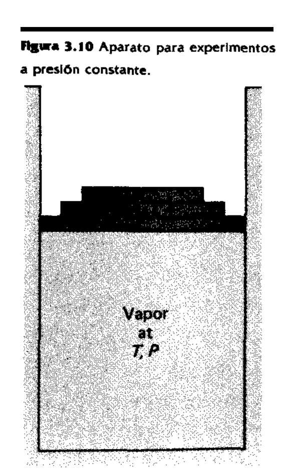


Figura 3.9 Diagrama T - v para el equilibrio vapor-líquido del agua.

un ***proceso a presión constante o isobárico*** donde las variables independientes son la presión y la temperatura y la variable dependiente el volumen específico; o sea se está determinando v = $v(T, P)$. Semejante proceso se grafica como una línea horizontal en el diagrama P - v de la figura 3.6. Si la presión y la temperatura se eligen en forma tal que el estado se encuentre en la región de vapor sobrecalentado, estado A de la figura 3.11 (P = 1 atm y T = 200°C = 392°F), y se baja continuamente la temperatura de la masa de control mediante la colocación del arreglo cilindro-pistón en una serie de baños, donde cada baño sucesivo tiene una temperatura ligeramente menor al anterior, se obtiene la trayectoria A - B- C-D. El punto B corresponde al volumen específico del vapor saturado a la presión constante de 1 atm (14.7 psia); el punto C representa el volumen específico del líquido saturado; el punto D se encuentra en un punto cualquiera de la región de líquido subenfriado.

Supóngase que la temperatura de la masa de control continúa descendiendo (Fig. 3.12, donde las escalas tienen gran amplificación). A cierta temperatura (punto E), el sistema sufre una transición a la fase sólida (es decir, se congela); esto ocurre a una temperatura en particular dependiendo de la presión elegida para el experimento. Obsérvese un fenómeno curioso: el proceso de solidificación tiene lugar a temperatura constante, pero en tanto que la masa de control se va solidificando, su volumen específico ***aumenta*** hasta que toda la masa de control está completamente solidificada en el punto F. Este no es el caso para todos los materiales, sino que es

Figura 3.10 Aparato para experimentos a presión constante.



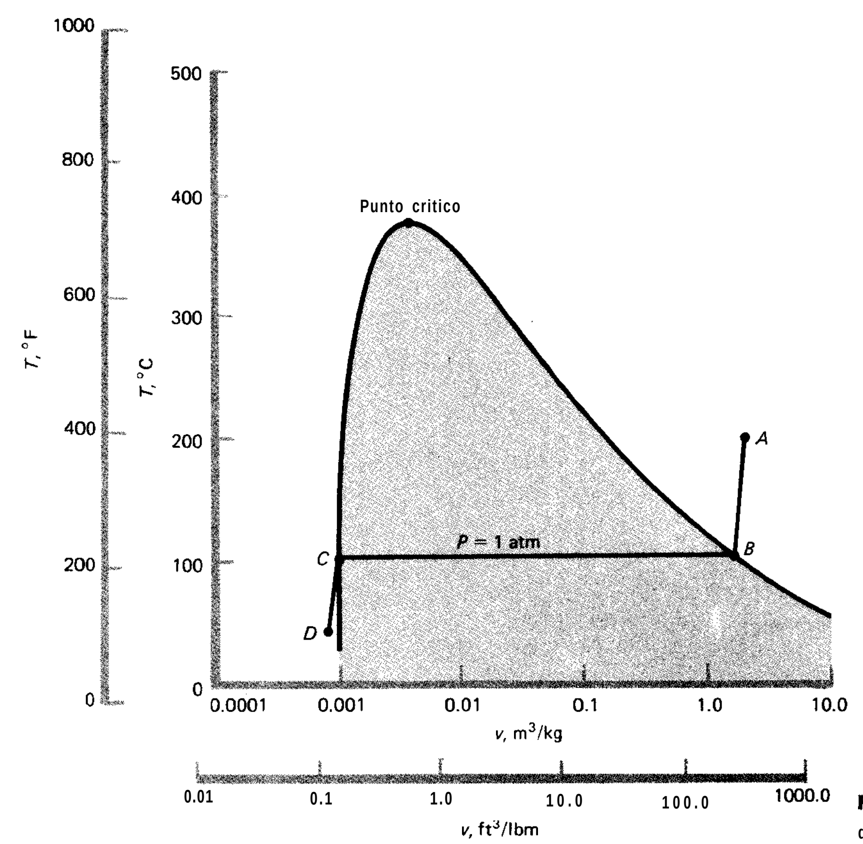


Figura 3.11 Proceso a presión constante en el diagrama T-v.

una consecuencia de haber elegido el agua como sustancia para este experimento. (Si su volumen no aumentara durante la congelación, el hielo no flotaría, ya que ¡su volumen específico sería menor que el del agua sobre la que flota!) La mayoría de las sustancias experimenta una ***disminución*** del volumen específico durante el proceso de solidificación y el agua es una curiosa excepción.

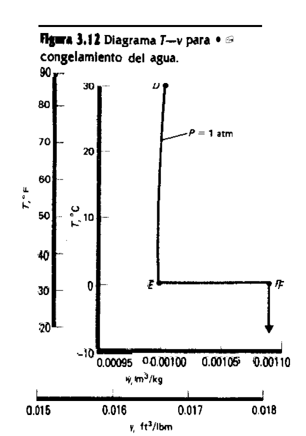
Cuando se disminuye aún más la temperatura de la masa de control, se observa que el volumen específico cambia ya muy poco (el volumen específico de la mayoría de los sólidos es una función muy débil tanto de la presión como de la temperatura).

Un diagrama ***T-*** v completo se obtiene cuando se repite el experimento a **dife**rentes presiones iniciales y se puede construir en forma similar a como se hizo para el diagrama ***P- v***. En la figura 3.13 se muestran las diferentes regiones, indicando su nomenclatura.

Región sólido-vapor

La figura 3.13 presenta una gran región donde coexisten el hielo y el vapor; generalmente esto sucede por abajo de **0.01°C** = **32.02°F.** Si se aplican presiones bastante elevadas de tal manera que el volumen específico de la masa de control se redujera a 0.001091 **m³/kg** = 0.0175 **ft³/lbm** o menos, entonces sólo existiría la fase sólida.

Figura 3.12 Diagrama *T—v* para • congelamiento del agua.



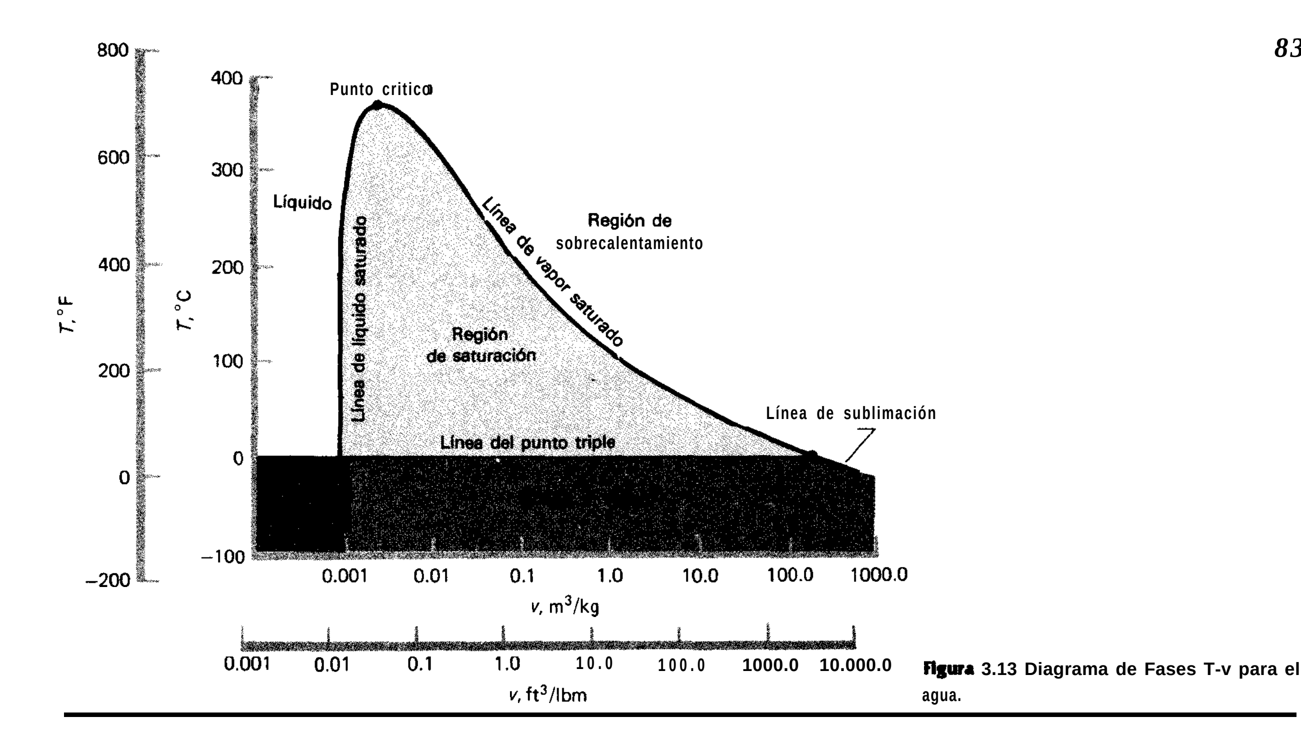


Figura 3.13 Diagrama de Fases T-v para el agua.

Línea de **sublimación**

A volúmenes específicos extremadamente grandes (que corresponden a presiones muy bajas) y temperaturas bajas, es posible transformar el sólido en vapor, sin la aparición de la fase líquida durante una expansión de la masa de control; a este proceso se le da el nombre de ***sublimación.*** La ***línea de sublimación***, marcada en la figura 3.13, indica la frontera entre los estados sólido-vapor y vapor sobrecalentado para los que esta transición puede tener lugar. Por ejemplo, en un proceso de calentamiento de la masa de control a volumen constante (la línea vertical en el diagrama T - v) a v = 600 m^3/kg = 9610 ft^3/lbm, se produce sublimación. El proceso inverso es responsable de la aparición de escarcha en las superficies frías al depositarse el vapor de agua del aire (a muy bajas presiones de vapor efectivas del agua) como hielo en una superficie fría apropiada sin pasar por la fase líquida. Otro ejemplo que es común observar corresponde a la vaporización (sublimación) del bióxido de carbono sólido (hielo seco), que pasa directamente del estado sólido al vapor como resultado de una transferencia de calor desde el ambiente a las condiciones comunes de observación.

Punto triple

Obsérvese que, en la figura 3.13, una línea horizontal (temperatura constante) une la región de saturación con la región sólido-gas; esto indica que únicamente a esa temperatura particular pueden coexistir las fases líquida, sólida y vapor. Esta temperatura, que resulta conveniente para la calibración de termómetros, recibe el nombre de ***temperatura del punto triple*** y, en el caso del agua, es de 0.01 °C = 32.02°C. Debe notarse que lo hasta aquí presentado se limita a sustancias puras y simples. No obstante, un baño de hielo en un laboratorio usado para una calibración de temperatura, con frecuencia está abierto a la atmósfera y la mezcla

líquido-sólido se satura con aire disuelto, así como también está expuesto al aire húmedo más bien que a la fase vapor del agua pura. Semejante sistema saturado con aire no se encontrará en el punto triple. El ***punto de hielo*** o temperatura de un baño hielo-líquido ***suturados con aire*** en equilibrio con aire saturado a las condiciones estándar, es de 0.0°C = 32.00°F. Las condiciones necesarias para mantener exactamente el punto de hielo son más difíciles de alcanzar en el laboratorio que las de una celda de punto triple construida cuidadosamente; sin embargo, en una calibración menos precisa, el baño de hielo resulta conveniente.

Los valores de las propiedades en el punto triple para varias sustancias puras se presentan en la tabla C. 1.

Superficie $P-v-T$ total

Si se grafica en las coordenadas P, v, T la superficie total de estado, incluyendo las fases sólida, líquida y vapor para una sustancia como el agua, que se expande al congelar, el diagrama aparece como El de la figura 3.14.

Figura 3.14 Diagrama de fases $T-v$ para una sustancia que re expande al congelarse.

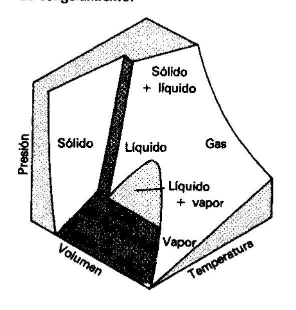
La fase sólida del agua existe realmente en varias formas físicas, las cuales se definen por sus diversas estructuras cristalinas. La definición de fase también engloba esas estructuras y las regiones en que existen pueden mostrarse en los diferentes diagramas.

No debe inferirse que la mayoría de las sustancias se expanden al solidificarse; de hecho, lo contrario es más frecuente. Para sustancias que se contractan al solidificar, el diagrama de fases $P-v-T$ se muestra en la figura 3.15.

3.4 Otras propiedades termodinámicas

3.4.1 Energía interna y entalpía

Figura 3.15 Diagrama $P—v—T$ para una sustancia que se contrae durante el proceso de congelamiento.



Naturalmente la temperatura, la presión y el volumen específico no son las únicas propiedades de interés en el estudio de la termodinámica. Por ejemplo, en el capítulo 2 se introdujo la energía interna, propiedad cuyo símbolo es U. La energía interna específica $u = U/m$ para cualquier sustancia simple y compresible se encuentra en función de dos variables independientes cualesquiera, de acuerdo con el postulado de estado. Así resultaría posible construir, por ejemplo, una superficie $u-P-T$ mediante los métodos empleados para construir la superficie $P-v-T$, suponiendo que se hubiese inventado un método adecuado para medir o determinar u en función de P y T. En tal caso sería posible elaborar los diagramas de fase basados en esta superficie.

En termodinámica, muchos problemas contienen varias veces el grupo de propiedades $u + Pv$. Para evaluar este grupo en un estado dado es necesario encontrar los valores de u y v a partir de alguna fuente de datos. Por conveniencia, se define una ***nueva*** propiedad llamada ***entalpía***, a la cual se le asigna el símbolo h, como

$$h \equiv u + Pv \qquad (3.8)$$

Dado que todas las propiedades del lado derecho de la ecuación (3.8) se pueden encontrar en función de dos variables independientes, se concluye que es factible tabular h en función de esas mismas dos variables. En consecuencia, para cualquier estado dado, h se evalúa y se tabula directamente, ahorrando gran parte del esfuerzo

requerido para encontrar los datos de las propiedades en los problemas donde aparece u + Pv.

Para un estado en la región de saturación, cualquier propiedad extensiva específica o intensiva como h y u se evalúa mediante la relación de las propiedades de saturación con la calidad, tal como se hizo para el volumen específico en la ecuación (3.7*b*). Por lo tanto, para ***cualquier*** propiedad intensiva z, se escribe

$$z = z_l + xz_{lg} \tag{3.9}$$

3.4.2 Calores específicos

Supóngase que se desea encontrar el cambio de la energía interna para una sustancia que realiza un proceso. Mediante la ecuación (3.2), el cambio de la energía interna se expresa [véase la ecuación (1.15)] como

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \tag{3.10}$$

El estado queda completamente especificado mediante el postulado de estado si T y v son independientes. Se habrían podido elegir cualquier par de propiedades termodinámicas independientes para la ecuación (3.10), pero T y v son dos propiedades mensurables muy útiles. En la ecuación (3.10) se requieren las derivadas parciales, que resultan importantes en los análisis termodinámicos. La primera derivada parcial es particularmente importante, por lo que se va a estudiar ahora. El cambio de la energía interna, por cada grado que cambia la temperatura en un proceso a volumen constante, es la primera derivada parcial y recibe el nombre de ***calor específico a volumen constante*** (o algunas ***veces capacidad calorífica específica*** a volumen constante); se le ha asignado el símbolo c_v y se define matemáticamente como

$$c_v \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \tag{3.11}$$

Los valores de c_v se encuentran dentro de un intervalo comprendido entre los valores de 0.31 kJ/(kg . K) [0.07 Btu/(lbm . °R)] para el gas argón y 4.18 kJ/(kg . K) [1 Btu/(lbm . °R)] para el agua líquida (aproximadamente) y son función de la temperatura de la masa de control. Puesto que el calor específico es una propiedad específica, la propiedad con base en una masa dada se escribe

$$C_v = mc_v \tag{3.12}$$

Cuando se requiere el cambio de la entalpía, se procede de igual manera que en el caso de la energía interna: se toman dos variables independientes, ***P y T*** (esta elección resulta bastante útil), o sea

$$h = h(T, P) \tag{3.13}$$

y el cambio de la entalpía resulta

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T dP \tag{3.14}$$

Para un proceso a presión constante, la primera derivada parcial tiene un significado: ***es*** el ***calor específico a presión constante*** y se define como

$$c_P = \frac{C_P}{m} \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P \tag{3.15}$$

Los dos calores específicos definidos por las ecuaciones (3.11) y (3.15) resultan de gran utilidad, principalmente en el estudio de flujos de energía en varios procesos termodinámicos. Por el momento, sin embargo, basta observar que si u o h se conocen en función de T para ciertos v o P dados, entonces c_v y c_P pueden calcularse rápidamente mediante las pendientes de las curvas de los datos, sin requerirse ningún otro dato adicional.

3.5 Desarrollo sobre los datos de las propiedades

Cada sustancia pura tiene sus datos p, v, T, u, h, c_v y c_P propios, que con frecuencia deben ser determinados experimentalmente. Es posible generar los valores de todas las propiedades a partir de un conjunto mínimo de medidas experimentales y los métodos para realizarlo se presentarán en el capítulo 8. También es factible determinar las propiedades de algunas sustancias que tienen estructura microscópica simple, para algunas regiones del diagrama de fases, sin necesidad de experimentación directa si se cuenta con algunos datos espectroscópicos, mediante la aplicación de métodos de la termodinámica estadística (Cap. 12). Sin embargo, en la mayoría de las sustancias se requieren medidas experimentales cuidadosas y detalladas con el fin de obtener el conjunto de propiedades dependientes en función del conjunto elegido de propiedades independientes.

Obviamente, la presentación de los datos experimentales que relacionan todas las propiedades en todas las regiones de interés para cada sustancia es una tarea difícil. Se necesita comprimir todos los datos posibles en un pequeño espacio. Se han ensayado muchos métodos y algunos de los más útiles se describirán aquí; otros se irán introduciendo cuando se requieran las propiedades.

3.5.1 Representación gráfica de los datos

Resulta muy útil visualizar los procesos termodinámicos en las coordenadas de varios pares de propiedades termodinámicas. Ya se ha hecho esto en el diagrama P-v al desarrollar los fundamentos y las definiciones en este capítulo. La representación gráfica de los procesos en diagramas de fases graficados en función de otros pares de propiedades, permite analizar muchos sistemas prácticos, como por ejemplo, las máquinas.

Un diagrama de fases muy útil resulta al graficar en coordenadas de presión contra entalpía. Un ejemplo aparece en la figura 3.16. En el diagrama P-h inmediatamente se ve el cambio de entalpía que tiene lugar durante un proceso a presión constante, ya que este cambio aparece como la longitud de una línea horizontal. Este enfoque será de gran ayuda cuando se inicie el estudio de procesos termodinámicos y ciclos. También han demostrado su utilidad los diagramas basados en coordenadas que representan otras propiedades y se estudiarán cuando se introduzcan otras propiedades.

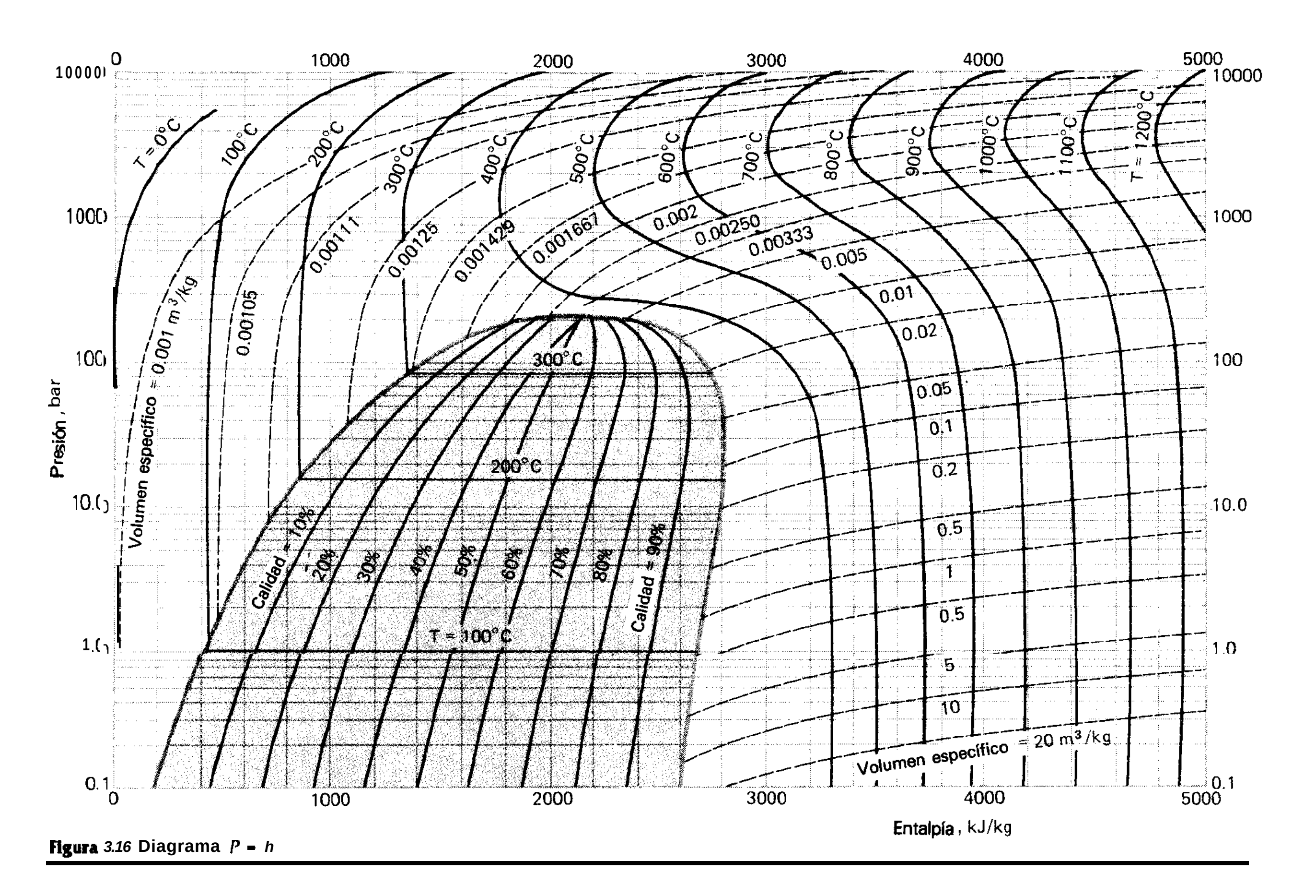


Figura *3.16* Diagrama *P* - *h*

3.5.2 Ecuación de estado

Para una sustancia en particular es posible desarrollar relaciones matemáticas entre los datos ***P*** - v - ***T*** o algunos otros conjuntos de propiedades. Tales relaciones pueden ser simplemente ajustes de curvas a los puntos experimentales o relaciones complicadas basadas en el conocimiento adquirido a partir de la teoría de la variación esperada de una propiedad dependiente en función de las propiedades independientes. Tales relaciones se han llamado ***ecuaciones de estado.*** Cuando resultan particularmente simples y con una buena precisión ofrecen una forma adecuada de presentar los datos ***P*** - v - ***T*** o de otras propiedades.

Las ***tablas de vapor de agua*** compiladas por la American Society of Mechanical Engineers [1] y otras [2,3] se basan en el ajuste de curvas empíricas a datos experimentales voluminosos. Dichos ajustes se emplearon para generar los diferentes registros de la tabla para valores discretos de temperatura y presión. Las tablas computarizadas de vapor de agua generalmente se basan en el empleo de estas ecuaciones más que en los propios datos originales.

Con frecuencia es posible emplear ecuaciones de estado simplificadas para des-

cribir el comportamiento de las propiedades dentro de una región limitada de estados. Empero, el estudiante ***debe*** conocer la región de validez y no emplear las relaciones simplificadas fuera de esta región.

Relación para el gas ideal

Probablemente la más famosa y útil ecuación de estado es la relación ***para gases ideales,*** la cual relaciona P, V y T mediante

$$PV = n\bar{R}T \tag{3.16}$$

donde n es el número de moles del gas ideal y $\bar{R}$ es la constante universal de los gases [de la tabla B.2, 8.31441 kJ/(kmol . K) o 1.98586 Btu/(lbmol . °R)]. Con frecuencia esta forma, usual en física o química, se modifica para aplicaciones en ingeniería, donde es más común tratar con masa que con moles. Para hacer la conversión a la forma empleada en ingeniería, basta observar que el número de moles de un gas n es igual a la masa del gas m dividida entre la masa molecular del gas M. Por lo tanto, la ecuación (3.16) queda

$$Pv = \frac{\bar{R}T}{M} = \frac{\bar{R}}{M}T = RT \tag{3.17}$$

donde $R \equiv \bar{R}/M$ es la constante particular para el gas en estudio. En esta forma, R simplemente es la constante universal de los gases dividida entre la masa molecular del gas (véanse las tablas C.2 y C.4). La figura 3.17 muestra la superficie descrita por la relación de gas ideal, así como las proyecciones en gráficas bidimensionales.

La descripción microscópica de un gas ideal debe ser consistente con la relación macroscópica anterior, por lo que se requiere un cierto número de idealizaciones del fenómeno molecular real. La primera consiste en considerar el gas compuesto por un gran número de partículas muy pequeñas. Así pues, el volumen total ocupado por las partículas es muy pequeño. La segunda idealización es que las partículas son independientes entre sí y que están en continuo movimiento al azar. El tiempo que transcurre entre las colisiones es mucho más grande que el tiempo de la colisión. La última idealización supone que la energía no se disipa. Estos conceptos ayudan a interpretar la relación de gases ideales y, de hecho, se emplean en el capítulo 12 para deducir la relación del gas ideal.

¿En qué condiciones es posible aplicar esta ecuación simple? La descripción microscópica simplificada indica que la ecuación no se aplica a ninguna sustancia cuyo estado se encuentre en la región sólida, líquida o de saturación o cuando dicho estado quede cerca del punto crítico. En las regiones de sobrecalentamiento y supercríticas lejanas al punto crítico, la relación de gases ideales, ecuación (3.17), es bastante precisa como para emplearse para muchos gases que se encuentren a una temperatura bastanta mayor que la crítica en condiciones ambientales (CO,, N,, O_2, los gases nobles, H_2, CO y otros). Específicamente, si $P < P_{cr}$ y $T > 1.4T_{cr}$ para un gas en particular, la ecuación (3.17) se encontrará dentro de un 10% de los valores experimentales.

También se satisface el criterio del 10% cuando $P < 10P_{cr}$ y $T\ 10T_{cr}$. Cuanto mayores sean las temperaturas y menores las presiones respecto al intervalo descrito, mayor será la precisión de las predicciones basadas en las relaciones de gases ideales,

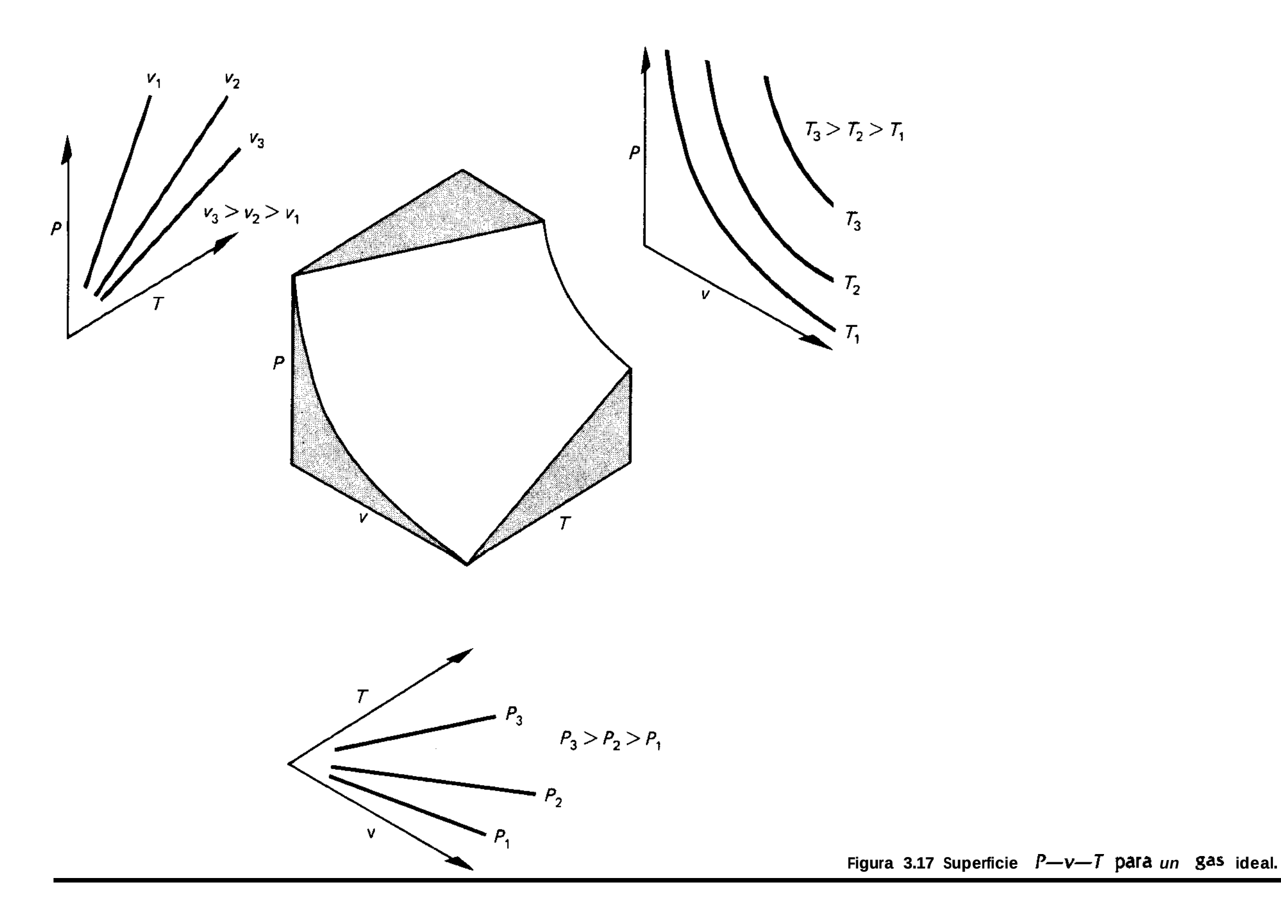


Figura 3.17 Superficie $P—v—T$ para un gas ideal.

Otras propiedades del gas ideal

Aunque un gas ideal se define como aquella sustancia que sigue la relación de los gases ideales, es posible inferir el comportamiento de algunas otras propiedades para dicho gas; sin embargo, será necesario el material del capítulo 5 para probar que la energía interna de un gas ideal ***es función exclusiva de la temperatura; es*** decir,

$$u_{\text{gas ideal}} = u(T) \tag{3.18}$$

Si para un gas ideal u depende ***únicamente*** de la temperatura, entonces las ecuaciones (3.10) y (3.11) dan

$$du = c_v \, dT \tag{3.19}$$

0

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = \frac{du}{dT} \tag{3.20}$$

Por la definición de entalpía y el empleo de la relación de los gases ideales,

$$h = u + Pv = u(T) + RT \tag{3.21}$$

en consecuencia, para un gas ideal, h también depende únicamente de la temperatura. Por lo tanto, las ecuaciones **(3.13),** (3.14) y (3.15) conducen a

$$dh = c_P \, dT \tag{3.22}$$

y

$$c_P = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P = \frac{dh}{dT} \tag{3.23}$$

Ahora, empleando la ecuación (3.21) en la ecuación (3.23) queda

$$\frac{dh}{dT} = c_P = \frac{du}{dT} + R = c_v + R \tag{3.24}$$

o, para un gas ideal,

$$c_P - c_v = R \tag{3.25}$$

Así pues, para cualquier gas ideal c_p debe ser siempre mayor que c_v y, si se conoce uno de los calores específicos, el otro puede encontrarse fácilmente mediante la ecuación (3.25). Los valores de los calores específicos para muchos gases se presentan en la tabla C.2. El subíndice cero implica que la evaluación se realizó a 300 K o 540°R, es decir, c_{p0} y c_{v0} son los valores a 300 K o 540°R. Asimismo, la representación polinomial para la dependencia con la temperatura se encuentra en la tabla D. 1 del apéndice D (SI) y en la tabla E. 1 del apéndice E (USCS). El subíndice cero en esta tabla denota condiciones de gas ideal.

Ejemplo 3.1

Encuentre los cambios de la entalpía y de la energía interna para cuando la temperatura del nitrógeno pasa de 30 a 200°C. Tome la presión a las condiciones atmosféricas.

Solución

Las relaciones para un gas ideal son válidas puesto que P = 0.1 MPa es menor que P_{cr} = 3.39 MPa y la temperatura mínima, T = 303 K, es mucho mayor que T_{cr} = 126.2 K (los valores críticos se tomaron de la tabla C.4). Por lo tanto,

$$dh = c_P \, dT$$

Y

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 dh = \int_1^2 c_P\, dT$$

Asimismo

$$du = c_v\, dT$$

Con $c_v = c_P - R$ en Eq. (3.25).

$$du = (c_P - R)\, dT$$

La integración da

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 du = \int_1^2 (c_P - R)\, dT$$
$$= \int_1^2 c_P\, dT - R(T_2 - T_1)$$

Esta última expresión también se puede obtener mediante la ecuación (3.21). Para conocer los cambios de h y de u es necesario determinar los calores específicos a presión constante. Un método consiste en considerar c_p **constante** y emplear ese valor único; otro método requiere la integración del calor específico en función de la temperatura.

Para un valor único del calor específico a presión constante,

$$h_2 - h_1 = c_P(T_2 - T_1)$$

Y

$$u_2 - u_1 = c_P(T_2 - T_1) - R(T_2 - T_1)$$

De la tabla C.2, c_p = 1.0404 kJ/(kg • K), por lo que

$$h_2 - h_1 = 1.0404(200 - 30) = 176.9 \text{ kJ/kg} = 76.05 \text{ Btu/lbm}$$

$$u_2 - u_1 = 1.0404(200 - 30) - 0.29680(200 - 30) = 126.4 \text{ kJ/kg}$$
$$= 54.34 \text{ Btu/lbm}$$

La relación para el calor específico en función de la temperatura se encuentra en la tabla D.l con base en valores molares:

$$\bar{c}_P^0 = 28.90 - (0.1571 \times 10^{-2})(T) + (0.8081 \times 10^{-5})(T^2) - (2.873 \times 10^{-9})(T^3)$$

donde $\bar{c}_p^0$ se expresa en kJ/(kmol • K) y T en K. El cambio de la entalpía con base en valores molares (la sobrebarra indica por unidad de moles) resulta

$$\bar{h}_2 - \bar{h}_1 = 28.90 \int_1^2 dT - (0.1571 \times 10^{-2}) \int_1^2 T\, dT + (0.8081 \times 10^{-5}) \int_1^2 T^2\, dT - (2.873 \times 10^{-9}) \int_1^2 T^3\, dT$$

Integrando entre T_1 = 273.15 + 30 = 303.15 K y T_2 = 273.15 + 200 = 473.15 K, se obtiene

$$\bar{h}_2 \quad \bar{h}_1 = 4990 \text{ kJ/kmol}$$

Con una masa molecular de 28.016, el cambio de la entalpía resulta $h_2 - h_1$ = 178.1 kJ/kg = 76.57 Btu/lbm. El cambio de u se evalúa directamente a partir de la integración anterior mediante la combinación de las ecuaciones precedentes:

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 c_P \, dT - R(T_2 - T_1)$$

Como la integral ya se calculó, queda

$$u_2 - u_1 = (h_2 - h_1) - R(T_2 - T_1)$$
$$= 178.1 - 0.29680(170) = 127.6 \text{ kJ/kg} = 54.86 \text{ Btu/lbm}$$

Comentarios

En este problema, la relación de los gases ideales tiene una muy buena aproximación dentro de la región donde se localizan las propiedades. La variación del calor específico con la temperatura tiene relativamente poca importancia dentro del intervalo de temperaturas del problema y el valor es mayor en menos de un 1% respecto al que se obtiene considerando constante el calor específico. La solución con el calor específico constante se dio para un c_p evaluado a 300 K (80.6°F). Una solución más precisa se obtiene si se toma un valor de c_p promedio entre los valores correspondientes al intervalo de temperaturas requerido.

Se han hecho varias tentativas para obtener una relación $P - v - T$ más precisa que la de los gases ideales y que cubra un intervalo más amplio de condiciones. Tales relaciones generalmente ganan en precisión a expensas de un aumento en su complejidad y la necesidad de un mayor número de datos para describir al gas en particular. Algunas de estas relaciones se extienden hasta el comportamiento $P - v - T$ en la región líquida. Se examinarán ahora dos ecuaciones de estado representativas.

Ecuación de estado de van der Waals

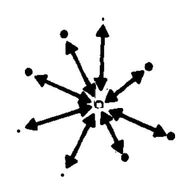
La ecuación de van der Waals es un intento de modificar algunas dificultades teóricas obvias de la relación de gases ideales. En 1873, van der Waals arguyó que el volumen de un gas no era cero cuando la presión se hacía muy grande, tal como estaba implícito en la relación de gases ideales, ya que los átomos del gas deberían ocupar cierto volumen específico b. Entonces, la relación de gases ideales se transforma en

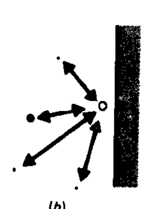
$$v = \frac{RT}{P} + b$$

y el volumen del gas tiende a b cuando la presión se hace muy grande.

Además, la presión medida en la superficie no es la verdadera presión del gas y realmente es menor. Lejos de las superficies, las moléculas del gas están expuestas a fuerzas atractivas de corto alcance debidas a la vecindad de las otras moléculas del gas que las rodean (Fig. 3.18 a); cerca de la superficie, las moléculas del gas están expuestas a estas fuerzas sólo por un lado, reduciendo así la presión efectiva ejercida sobre la pared (Fig. 3.18 b). En esta forma, la presión debe aumentarse en cierto valor sobre la presión medida P. El aumento en P debe depender del volumen específico, ya que si éste aumenta hay menos masa y, por ende, menos moléculas presentes dentro de un volumen dado que ejerzan las fuerzas atractivas. Por lo tanto, van der Waals propuso que la presión del gas ideal P debería reemplazarse por $P + a/v^2$ para tener en cuenta dichas fuerzas. La ecuación de van der Waals queda

Figura 3.18 Fuerzas atractivas entre moléculas. a) Fuerzas lejos de la frontera. b) Fuerzas en proximidad de la frontera.





$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2} \tag{3.26}$$

Las constantes a y b deben determinarse para cada gas. La interpretación de la ecuación (3.26) se profundizará cuando se estudien otras propiedades en el capítulo 8. Por el momento baste indicar que a y b están dadas por

$$a = \frac{27R^2T_{cr}^2}{64P_{cr}} \tag{3.27}$$

$$b = \frac{RT_{cr}}{8P_{cr}} \tag{3.28}$$

Es obvio que la ecuación (3.26) se basa en un modelo físico del comportamiento de los gases un poco más elaborado que el modelo de gases ideales. Aunque la ecuación de van der Waals no da una relación precisa entre las propiedades del gas, sí ofrece una explicación de las causas de las desviaciones observadas respecto a las predicciones debidas a un gas ideal.

Ecuación de estado de Benedict-Webb-Rubin

Un ejemplo de una ecuación más precisa aunque más compleja, con algunas bases en el comportamiento físico de las propiedades de los gases, pero fuertemente fundamentada en datos empíricos, es la ecuación de Benedict-Webb-Rubin:

$$P = \frac{RT}{v} + \left(B_0RT - A_0 - \frac{C_0}{T^2}\right)\left(\frac{1}{v^2}\right) + (bRT - a)\frac{1}{v^3} + \frac{\alpha a}{v^6} + c\,\frac{1 + \gamma/v^2}{v^3T^2}\exp\left(\frac{-\gamma}{v^2}\right) \tag{3.29}$$

Donde A_0, B_0, C_0, a, b, c, α y γ son constantes específicas para un gas particular. Con ocho constantes disponibles para describir el comportamiento P-v-T, el intervalo de validez de esta ecuación de estado es naturalmente mayor que para la relación de gases ideales. Esta ecuación se aplica principalmente a hidrocarburos y los valores de las constantes se encuentran en la tabla C.5

Ejemplo 3.2

Prediga el volumen específico del metano a 100 atm y 0°F mediante la relación de gases ideales, la ecuación de van der Waals y la ecuación de Benedict-Webb-Rubin (B-W-R)

Solución

La relación de gases ideales predice

$$v = \frac{RT}{P} = \frac{96.35\ \text{ft} \cdot \text{lbf/(lbm} \cdot {}^\circ\text{R)}(459.67^\circ\text{R})}{100\ (2\ 116.2\ \text{lbf/ft}^2)} = 0.2093\ \text{ft}^3/\text{lbm}$$

$= 0.0\ 1307\ m^3/kg$

donde la R del metano se lee en la tabla C.2. Respecto a la ecuación de van der Waals, las constantes del metano son [de las ecuaciones (3.27) y (3.28)] a = 4779 $ft^4\ lbf/lbm^2$ y b = 0.04273 ft^3/lbm. Si la ecuación de van der Waals se escribe en términos de v,

$$v^3 - v^2\left(\frac{RT}{P} + b\right) + v\left(\frac{a}{P}\right) - \frac{ab}{P} = 0$$

Resolviendo para la raíz positiva se obtiene

$v = 0.1399\ ft^3/lbm = 0.00873\ m^3/kg$

Las constantes del metano en la relación de B - W -R se obtienen de la tabla C.5. La ecuación de B - W - R es implícita en v, como lo es la ecuación de van der Waals, y se resuelve por iteración. Se consideran diferentes valores de v, que se sustituyen en el lado derecho de la ecuación (3.29) hasta que se obtiene el valor prescrito de P; el resultado es v = 0.1565 ft^3/lbm = 0.00977 m^3/kg.

Comentarios

Se espera que el resultado obtenido con la ecuación de B - W - R sea más preciso; el volumen específico se encontró menor a la predicción del gas ideal, pero 10.6% superior a la predicción de van der Waals. La variación entre los valores obtenidos por los diferentes métodos cambia con el gas en particular y con las condiciones elegidas; sin embargo, el resultado por B - W - R en este ejemplo concuerda con los datos experimentales dentro del 1%.

La mayor precisión de los valores predichos para el volumen específico se logra a expensas de una mayor dificultad en el empleo de la ecuación de estado. La elección de la ecuación que deba emplearse se basa en la precisión requerida para el problema particular.

Principio de estados correspondientes

Van der Waals observó que cada sustancia pura tenía un estado crítico, por lo que propuso que los datos $P - v - T$ relativos a todas las sustancias se presentaran en tér-

minos de las propiedades críticas. Las propiedades críticas más fáciles de medir son la temperatura crítica T_{cr} y la presión crítica P_{cr}. El ***principio de los estados correspondientes*** establece que todas las sustancias obedecen a la misma ecuación de estado cuando ésta se expresa en términos de las propiedades críticas.

Si el principio es verdadero, se puede expresar el comportamiento de cualquier sustancia pura, simple y en una fase por

$$\frac{Pv}{RT} = z(P_r, T_r) \tag{3.30}$$

donde z recibe el nombre de ***factor de compresibilidad*** y es función únicamente de las propiedades reducidas $P_r = P/P_{cr}$ y $T_r = T/T_{cr}$ para una sustancia en particular. El valor de z es una medida de la desviación del comportamiento de los datos $P-v-T$ de una sustancia respecto al de un gas ideal.

Si el principio de estados correspondientes es correcto, entonces las medidas cuidadosas de los datos $P-v-T$ de ***cualquier*** gas se pueden emplear para obtener una gráfica de z en función de P_r y T_r; esa gráfica podrá emplearse para todos los otros gases. Desafortunadamente, los valores de z calculados mediante la ecuación (3.30) para diferentes sustancias varían hasta en un 6%, con variaciones aún mayores cerca del punto crítico. La tabla C.4 muestra los valores de z para el punto crítico, así como las propiedades críticas para varias sustancias. Se han preparado gráficas de $z(P_r, T_r)$ con base en datos de 30 gases, los cuales se presentan en la figura C.1.

En dichas gráficas se han incluido los valores del "volumen pseudo-reducido" v_r', definido por

$$v_r' \equiv \frac{v}{RT_{cr}/P_{cr}} = z\frac{T_r}{P_r} \tag{3.31}$$

Éste no es el volumen específico reducido verdadero $v_r = v/v_{cr}$. El volumen crítico es difícil de medir con precisión; además, basta conocer v, T_r y P_r para calcular v_r', por lo que las gráficas quedan en función de dos cantidades reducidas únicamente.

La aplicación del principio de estados correspondientes es aún más amplia que la sola relación de los datos $P-v-T$; otras propiedades también siguen este principio y su empleo en este caso se verá en el capítulo 8.

Ejemplo 3.3

Encuentre el valor del volumen específico del metano a 250 K y 10 MPa mediante las gráficas del factor de compresibilidad.

Solución

Primero, se encuentran los valores de la temperatura y presión críticas del metano en la tabla C.4, iguales a $T_{cr} = 191.1$ K y $P_{cr} = 4.64$ MPa. Por lo tanto, las propiedades reducidas son $T_r = 250/191.1 = 1.31$ y $P_r = 10/4.64 = 2.16$. La figura C.l indica $z = 0.69$. Empleando la ecuación (3.30) se obtiene

$$v = \frac{zRT}{P} = \frac{0.69(0.5\ 1835)(250)}{10,000} = 0.0089\ \text{m}^3/\text{kg} = 0.1425\ \text{ft}^3/\text{lbm}$$

Comentarios

El factor de compresibilidad permite correcciones relativamente precisas para los efectos de gases reales dentro de una amplia gama de estados. Basta conocer las propiedades críticas para aplicar el factor en la determinación de una propiedad dependiente a partir de dos propiedades independientes, a elegir entre P, v y T, para cualquier gas. Este factor es muy útil en muchas aplicaciones de la ingeniería, donde se carece de la gran cantidad de datos necesarios para las ecuaciones mas detalladas (tales como la de Benedict, Webb y Rubin).

Obsérvese que el volumen específico calculado en este ejemplo es mucho menor que el predicho por la relación de gases ideales, pero es sólo 6.3% mayor que el encontrado por la ecuación de van der Waals en el problema 3.2. La concordancia con la relación de B-W-R es casi perfecta y respecto a los datos experimentales está dentro de un 3%.

Ejemplo 3.4

Emplee el factor de compresibilidad para determinar si los siguientes estados pueden ser considerados como los de un gas ideal:

a) Agua a 1800°F, 20 atm
b) Agua a 900°F, 3000 atm
c) Agua a 600°F, 2 atm
d) Oxígeno a 900°F, 1000 atm
e) Oxígeno a 100°F, 15 atm
f) Metano a 50°F, 100 atm
g) Dióxido de carbono a 650°F, 10 atm

Solución

Los datos del punto crítico tomados de la tabla C.4 son los siguientes:

Sustancia	T_{cr}, °R	P_{cr}, atm
Agua	1165.1	218.0
Oxígeno	278.6	50.1
Metano	343.9	45.8
Dióxido de carbono	547.5	72.9

Para emplear las gráficas de compresibilidad de la figura C. 1, se deben calcular la temperatura y la presión reducidas, $T_r = T/T_{cr}$ y $P_r = P/P_{cr}$. El enunciado del problema expresado en términos de las propiedades reducidas queda como sigue:

Parte del Problema	T_r	P_r	z
a)	1.939	0.09	0.995
b)	1.167	13.76	> 1.5
c)	0.910	0.009	0.996
d)	4.880	19.96	1.38
e)	2.009	0.30	0.99
f)	1.482	2.18	0.82
g)	2.027	0.14	0.993

Los valores de z se obtuvieron de las gráficas en la figura C. 1.

El factor de compresibilidad se expresa por

$$z = \frac{Pv}{RT}$$

de modo que z = 1.0 corresponde a un gas ideal. Por lo tanto, de los estados que aparecen en la tabla anterior, *a*), c), e) y g) pueden tratarse como gases ideales. En tanto que b), *d*) y *f*) no pueden ser considerados como gases ideales.

Comentarios

Las gráficas de compresibilidad se emplean para estimar cuándo un estado o proceso puede ser considerado como el de un gas ideal con buena precisión. Si se desea una precisión de + 10%, las recomendaciones anteriores sobre $P < P_{cr}$ y $T > 1.4T_{cr}$ se extienden a todos los puntos dentro de $0.9 \leq z \leq 1.1$.

Líquidos incompresibles y sólidos

Muchos líquidos y sólidos presentan muy poco cambio en la densidad o volumen específico cuando se alteran otras propiedades. A estas sustancias se les llama ***incompresibles*** y se representan por

$$v = \text{constante} \tag{3.32}$$

Para los líquidos y sólidos incompresibles también se requieren las otras propiedades. En el capítulo 8 se verá que los calores específicos a presión constante y a volumen constante son iguales para un líquido o sólido incompresible particular. Por lo tanto.

$$c_P = c_v = c \tag{3.33}$$

El cambio de la energía interna está dado por la ecuación (3.10). La ecuación (3.32) indica que $dv = 0$, por lo que la ecuación (3.10) queda

$$du = c_v\,dT = c\,dT \tag{3.34a}$$

Y

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 c\, dT \qquad (3.346)$$

La entalpía es $h = u + Pv$, por lo que

$$dh = du + P\, dv + v\, dP \qquad (3.35)$$

De nuevo $dv = 0$ para un líquido o sólido incompresible, así que las ecuaciones (3.34 *a*) y (3.34 *b*) quedan

$$dh = c\, dT + v\, dP \qquad (3.36a)$$

y

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 c\, dT + v(P_2 - P_1) \qquad (3.366)$$

Estas ecuaciones resultan útiles para determinar los cambios de las propiedades de líquidos y sólidos incompresibles.

Ejemplo 3.5

Los datos siguientes se han adaptado de la referencia 2 para las propiedades del agua líquida subenfriada. Determine el error en el valor de las propiedades cuando se emplea la aproximación a líquido incompresible para la temperatura y presión dadas.

Propiedades del H_2O líquida subenfriada

P, MPa	*T*, °C	*v*, m^3/kg	*u*, kJ/kg	*h*, kJ/kg
5	100	0.0010410	417.52	422.72
	260	0.0012749	1127.9	1134.3
10	100	0.0010385	416.12	426.50
	260	0.0012645	1121.1	1133.7
20	100	0.0010337	413.39	434.06
	260	0.0012462	1108.6	1133.5
50	100	0.0010201	405.88	456.89
	260	0.0012034	1078.1	1138.2

Solución

La aproximación a fluido incompresible supone v = constante, por lo que $dv = cdT$ y $dh = cdT + vdP$. El estado se especifica en la región de líquido subenfriado mediante la temperatura *T* y la presión *P*. Si se considera una trayectoria a temperatura constante desde el estado de líquido subenfriado hasta la línea de líquido saturado, se tiene

$$u - u_l = \int_{T_l}^{T} c\,dT = 0 \qquad \text{para un isoterma}$$

Y

$$u(T, P) - u_l(T) = \int_{T_l}^{T} c\,dT = 0 \qquad \text{para un isoterma}$$

Entonces,.

$$u(T, P) = u_l(T)$$

Por lo tanto

$$h(T, P) - h_l(T) = u(T, P) - u_l(T) + v_l[P - P_l(T)]$$

o

$$h(T, P) - h_l(T) = 0 + v_l[P - P_{sat}(T)]$$

$$h(T, P) = h_l(T) + v_l[P - P_{sat}(T)] \qquad \text{para un isoterma}$$

donde v_l se evalúa a la temperatura del estado $v = v_l(T)$.

Con el fin de aproximar los valores de la primera línea de la tabla anterior, se emplean las ecuaciones que se acaban de escribir y la tabla D.8 (estudiada en la sección 3.5.3). A 100°C se tiene: P_{sat} (100°C) = 101.32 kPa, v_l (100°C) = 0.001043 m³/kg, u_l (100°C) = 418.75 kJ/kg y h_l (100°C) = 418.9 kJ/kg. Por lo tanto, en el primer estado, con P = 5 MPa y T = 100°C, los valores aproximados son

$$v = v_l(100°C) = 0.001043 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$u = u_l(100°C) = 418.75 \text{ kJ/kg}$$

$$\begin{aligned} h &= h_l(100°C) + v_l(100°C)[P - P_{sat}(100°C)] \\ &= 418.9 + 0.001043(5000 - 101.32) \\ &= 424.0 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Para el segundo estado a P = 5 MPa y T = 260°C, los valores aproximados son $v = v_l$ (260°C) = 0.001275 m³/kg, $u = u_l$ (260°C) = 1128.8 kJ/kg y h = 1135.2 kJ/kg. Todos los valores requeridos en la tabla anterior están a dos temperaturas. Así, los valores aproximados de u y de v son los ya determinados y sólo la entalpía debe calcularse para cada P y T. Se realizan estos cálculos para todos los valores en la tabla y se calcula el error como

$$\text{Error} = \frac{\text{propiedad aproximada} - \text{propiedad tabulada}}{\text{propiedad tabulada}}$$

generándose la tabla siguiente:

P, MPa	T, °C	v Error, %	u Error, %	h Error, %
5	100	0.192	0.295	0.303
	260	0.008	0.081	0.079
10	100	0.433	0.632	0.639
	260	0.830	0.688	0.694
20	100	0.900	1.30	1.29
	260	2.31	1.82	1.54
50	100	2.24	3.17	3.08
	260	5.95	4.70	4.78

Comentarios

La tabla indica los errores debidos a la aproximación a fluido incompresible. Por abajo de la presión crítica, esta aproximación es bastante buena. Abajo de 10 MPa, el error es menor al 1%. Generalmente el error en el volumen específico es el mayor error que se observa en las propiedades. Por consiguiente, la aproximación a fluido incompresible puede emplearse en muchas aplicaciones con un alto grado de precisión.

3.5.3 Datos tabulados

Cuando los datos de las propiedades se requieren dentro de un intervalo grande de estados de suerte que una ecuación de estado simple no basta, se acostumbra presentar los datos en forma tabular. Puesto que las propiedades que se miden con más frecuencia son la temperatura y la presión, es común encontrar la presentación de los datos con T y P como variables independientes y las otras propiedades tratadas como dependientes. Los intervalos entre los registros de las tablas, en una tabulación completa, generalmente se eligen de manera que una interpolación lineal conduzca a valores precisos de los estados que caen entre los registros.

Uso de las tablas de vapor de agua

Puesto que el vapor de agua tiene muchos usos industriales prácticos, se dispone de tablas extensas de propiedades del vapor de agua [1-3]. En las tablas D.8 a D. 10 del apéndice D (SI) y en las tablas E.8 a E. 10 del apéndice E (USCS) se presentan datos compendiados tomados de la referencia 5. Estos datos están dentro de un 0.2% de acuerdo con la referencia 1 para las propiedades del líquido saturado, dentro de un 0.15% para las propiedades de vapor saturado y dentro de un 0.2% para las propiedades del vapor sobrecalentado. La exactitud generalmente es mucho mejor que los errores máximos establecidos.

Ejemplo 3.6

Encuentre los valores de la entalpía del agua o del vapor de agua para los estados siguientes:

(a) $P = 0.2$ MPa, $T = 120.2$°C
(b) $P = 0.2$ MPa, $x = 0.59$
(c) $T = 250$°F, $v = 10$ ft³/lbm
(d) $P = 350$ psia, $T = 700$°F
(e) $T = 700$°F, $v = 2.2264$ ft³/lbm
(f) $T = 750$°F, $v = 2.1$ ft³/lbm
(g) $P = 2.0$ MPa, $u = 2900$ kJ/kg
(h) $P = 2.5$ MPa, $T = 100$°C

Solución

Ante todo, se debe determinar la región en el diagrama de fases donde se encuentra el estado. Las tablas están organizadas en forma que las propiedades de saturación se dan aparte de las propiedades de vapor de agua sobrecalentado o de líquido subenfriado. Además, las propiedades de saturación se presentan bajo dos aspectos: con la presión de saturación dada a intervalos uniformes que facilitan la interpolación, y con la temperatura de saturación, también a intervalos uniformes por idéntica razón.

Con frecuencia, la región donde se localizan los estados **dados** se encuentra fácilmente mediante una referencia a una de las tablas de saturación. Si para los datos de T o P la propiedad intensiva específica dada queda fuera de los valores de las propiedades que corresponden a líquido saturado, vapor saturado o sus mezclas, entonces el estado debe estar en la región de sobrecalentamiento o de líquido subenfriado .

a) Para el estado dado, la presión es conocida, por lo que se recurre a la tabla de propiedades de saturación en función de la presión (Tabla D.9). Un fragmento de dicha tabla se presenta a continuación:

Tabla de presión para el agua saturada

		Volumen Específico, m³/kg			Entalpía, kJ/kg		
P_{sat}, kPa	T_{sat}, °C	v_l	4	v_g	h_l	h_{lg}	h_g
101.32	100.0	0.00 1043	1.6690	1.6700	418.8	2257.0	2675.8
125.0	106.0	0.001048	1.3697	1.3707	444.1	2240.9	2685.1
150.0	ll 1.4	0.00 1053	1.1561	1.1572	466.9	2226.3	2693.2
175.0	116.1	0.001057	1.0025	1.0035	486.8	22 13.4	2700.1
200.0.	120.2	0.00 1060	0.88498	0.8860	504.5	2201.7	2706.2
225.0	124.0	0.00 1064	0.79229	0.7934	520.5	2191.1	271 1.5

Para cada presión de saturación se tiene la temperatura de saturación correspondiente (punto de ebullición), así como los valores del volumen específico y de la entalpía, tanto para líquido saturado como para vapor saturado. El valor de la entalpía bajo la columna h_{lg} corresponde a la diferencia entre los valores de los estados de vapor saturado y de líquido saturado.

Para el estado particular correspondiente a a), $P = 0.2$ MPa y $T = 120.2$°C, ¿Cuál es el valor de la entalpía? Resulta que la temperatura dada corresponde exac-

tamente a la temperatura de saturación. Si la temperatura fuese mayor, para esa misma presión, el estado estaría en la región de vapor sobrecalentado; si T fuese menor, el estado estaría en la región de líquido subenfriado (o posiblemente sóiido). Sin embargo, con los datos que se tienen, lo único que se puede decir es que el estado se encuentra en la región difásica. La T y la P no son independientes en este caso; por lo tanto, la entalpía tiene valores que van de 504.5 a 2706.2 kJ/kg, dependiendo de las cantidades relativas de líquido y de vapor saturados presentes.

b) En este caso se dan P y x. El estado debe encontrarse en la región de saturación a menos que el estado estuviese deficientemente especificado, ya que x sólo se define para la región de saturación. (La única especificación deficiente posible de x con valores dentro del intervalo $0 < x < 1$ sería cuando P fuese mayor que la P_{cr}.)

Para encontrar h en este estado, se emplea la ecuación (3.9):

$$h = h_l + xh_{lg}$$

sustituyendo los valores de la tabla presentada anteriormente para 0.2 MPa, se encuentra:

$$h = 504.5 + 0.59(2201.7) = 1803.5 \text{ kJ/kg}$$

c) F.ı este caso, nuevamente se hace referencia a las propiedades en la tabla de saturación para determinar la región donde se encuentra el estado especificado. Sin embargo, en este caso se da la temperatura, por lo que conviene referirse a la tabla E.8, de la cual se presenta un fragmento a continuación:

Tabla de temperatura para el agua saturada

		Volumen Específico, ft³/lbm			Entalpía, Btu/lbm		
T_{sat}, °F	P_{sat}, psia	v_l	v_{lg}	v_g	h_l	h_{lg}	h_g
250	29.83	0.0 1700	13.810	13.827	218.5	945.4	1 164.0
260	35.43	0.0 1708	l 1.746	ll.763	228.7	938.7	1167.4
270	41.86	0.01717	10.042	10.059	238.8	931.8	l 170.6
280	49.20	0.0 1726	8.6273	8.6446	249.1	924.7	1173.8
290	57.55	0.0 1'73.5	7.4400	7.4573	259.3	917.5	1176.8

Puesto que el volumen v especificado tiene valores entre los del líquido saturado y los del vapor saturado, el estado debe encontrarse en la región de saturación. Empleando la ecuación (3.7*b*) junto con los valores de la tabla para calcular la calidad mediante,

$$x = \frac{v - v_l}{v_{lg}}$$

se obtiene

$$x = \frac{10.0 - 0.017}{13.810} = 0.72288$$

Ahora es posible conocer la entalpía mediante la calidad que se acaba de determinar:

$$h = h_l + xh_{lg} = 2\ 18.5 + (0.72288)(945.4) = 901.9 \text{ Btu/lbm}$$

d) Para ***P*** = 350 psia, ***T*** = 700°F, se busca en cualquiera de las tablas de saturación y se encuentra que para ***P*** = 350 psia, la temperatura es superior a la de saturación que es de 431.7°F o bien para T = 700°F, la presión es menor a la de saturación que es de 3094.3 psia. En cualquier caso, se ve que el estado se encuentra en la región de sobrecalentamiento; por lo tanto, se busca en la tabla de vapor sobrecalentado (Tabla E. 10), de la cual se reproduce a continuación un fragmento:

Propiedades del vapor de agua sobrecalentado

7; °F	v, ft³/lbm	h, Btu/lbm
	$P = 300$ psia ($T_{sat} = 417.3$°F)	
500	1.7665	1257.6
600	2.0045	1314.7
700	2.2264	1368.2
800	2.4407	1420.6
·900	2.6509	1472.8
	$P = 350$ psia ($T_{sat} = 43\ 1.7$°F)	
500	1.4914	1251.5
600	1.7028	1310.8
700	1.8971	1365.5
800	2.0833	k418.5
900	2.2652	1471.1

En este caso, ***h*** se lee directamente y es igual a 1365.5 Btu/lbm.

e) Nuevamente se busca en las tablas de saturación para la temperatura dada y se nota que el volumen específico es mayor que el correspondiente al vapor saturado para la temperatura dada. Por lo tanto, el estado se encuentra en la región de sobrecalentamiento y en el fragmento de tabla anterior se lee la entalpía igual a 1368.2 Btu/lbm.

f) Este estado también se encuentra en la región de sobrecalentamiento y sus valores son intermedios a los que aparecen en la tabla anterior. Como ni la temperatura ni el volumen específico aparecen en los registros de la tabla, se requiere de una doble interpolación para encontrar la entalpía correspondiente. Primero se encuentran los valores de v y ***h*** para T = 750°F, entre las presiones que abarcan los valores conocidos de v. Para ***P*** = 300 psia y ***T*** = 750°F se obtiene,

$$v = 2.2264 + \frac{750 - 700}{800 - 700}(2.4407 - 2.2264) = 2.3336 \text{ ft}^3/\text{lbm}$$

Y

$$h = 1368.2 + \frac{750 - 700}{800 - 700}(1420.6 - 1368.2) = 1394.4 \text{ Btu/lbm}$$

Una interpolación similar se realiza para P = 350 psia y T = 750°F obteniéndose v = 1.9902 ft^3/lbm y h = 1392.0 Btu/lbm. Ahora, como se considera que la interpolación lineal es aceptable, también se supone que h se encuentra entre los valores conocidos a las dos presiones en la misma proporción que v lo hace, o sea

$$\frac{v - v(300 \text{ psia})}{v(350 \text{ psia}) - v(300 \text{ psia})} = \frac{h - h(300 \text{ psia})}{h(350 \text{ psia}) - h(300 \text{ psia})}$$

o

$$\frac{2.1 - 2.3336}{1.9902 - 2.3336} = \frac{h - 1394.4}{1392.0 - 1394.4}$$

lo que da h = 1392.8 Btu/lbm.

g) Algunas tablas proporcionan los valores tabulados de la energía interna, sin embargo, otras no lo hacen. Si u no se encuentra tabulada deberá calcularse a partir h, lo que puede resultar laborioso. Nótese primero que al observar un fragmento de las tablas de vapor sobrecalentado, tanto u como h son funciones débiles de la presión, pero son funciones fuertes de la temperatura. Por lo tanto, si P y h o P y u se dan para un determinado estado, resulta relativamente fácil encontrar la temperatura correspondiente y, por ende, las otras propiedades de estado (primero se examinan las tablas de saturación para determinar la región en que se encuentra el estado). Si T y u o h son datos, puede resultar tediosa la convergencia a las propiedades correspondientes con buena exactitud.

En el caso presente, se van a considerar varias temperaturas para encontrar los valores de h y de v correspondientes a P = 2.0 MPa. Los valores de u se calcularán a partir de $u = h - Pv$, lo que agrega otra columna a la tabla dada anteriormente, la cual para 2.0 MPa queda

Propiedades del vapor de agua sobrecalentado

T, °C	v, m^3/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg
	P = 2000 kPa (T_{sat} = 212.4°C)		
250	0.11145	2679.5	2902.4
300	0.12550	2772.9	3023.9
350	0.13856	2860.0	3137.1
400	0.15113	2944.8	3247.1

Para el dato de u = 2900 kJ/kg, la temperatura debe quedar entre 350 y 400 K. De nuevo, considerando que la interpolación lineal es adecuada, se puede determinar h al estado dado mediante

$$\frac{h - h(350°C)}{h(400°C) - h(350°C)} = \frac{u - u(350°C)}{u(400°C) - u(350°C)}$$

o

$$\frac{h - 3137.1}{3247.1 - 3137.1} = \frac{2900 - 2860.0}{2944.8 - 2860.0}$$

encontrándose h = 3189.0 kJ/kg.

h) De los estados saturados de la tabla D.8, la presión de saturación correspondiente a 100°C es 0.10132 MPa. Puesto que la presión deseada es 2.5 MPa, el agua debe encontrarse en el estado de líquido subenfriado. Este estado deberá estimarse por medio de las tablas de saturación.

El estado de líquido saturado representa un líquido en la región de saturación y la presión y la temperatura son dependientes. Por lo tanto, es posible determinar el estado subenfriado leyendo el valor de saturación sea a la presión o a la temperatura del estado. La relación para el estado subenfriado respecto al estado de saturación puede interpretarse mediante la figura 3. ll. Las líneas de presión constante en el diagrama *T-v* están muy próximas a la línea de líquido saturado para cualquier presión. Así, para grandes variaciones de presión no hay una variación significativa en el estado. Sin embargo, la temperatura realmente representa el estado, por lo que en la región de subenfriamiento el estado queda determinado por el valor del líquido saturado a la temperatura correspondiente.

La entalpía se evalúa suponiendo que el líquido es un fluido incompresible, como en el ejemplo 3.5. Las ecuaciones (3.34) y (3.36) son válidas. Considerando una línea de temperatura constante desde la línea de líquido saturado hasta el estado de líquido subenfriado, la diferencia de la entalpía se evalúa mediante la ecuación (3.36). La integración de esta expresión da

$$h - h_l = 0 + v_l(P - P_{sat})$$

$$\begin{aligned} h &= h_l + v_l(P - P_{sat}) \\ &= 418.8 + 0.001043(2500 - 101.32) \\ &= 418.8 + 2.5 = 421.3 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Comentarios

En capítulos posteriores, se verá que a menudo es necesario evaluar el cambio de cierta propiedad intensiva específica entre dos estados, para lo cual se va a necesitar evaluar los valores de las propiedades en cada estado con cuatro o cinco figuras significativas para que dicha referencia tenga una precisión aceptable. El empleo de las tablas proporciona dicha precisión en los valores de las propiedades cuando se cuenta con valores tabulados a incrementos pequeños. Por lo tanto, deben emplearse tablas completas [1, 2, 3, 5] en los trabajos de precisión. Las tablas abreviadas expuestas en los apéndices pueden introducir errores en la interpolación y se presentan principalmente para ayudar a resolver problemas de tarea.

La mayor dificultad en el uso de las tablas radica en las interpolaciones inevita-

bles que se requieren en la solución precisa de un problema real. El empleo de tablas computarizadas ofrece grandes ahorros de tiempo y reduce los errores numéricos.

Tablas para otras sustancias

Los datos exactos de las propiedades termodinámicas son diferentes para cada sustancia. Si se desea realizar un análisis termodinámico cuidadoso es necesario contar con tablas o alguna otra presentación de datos de las propiedades de cada sustancia. En el SI las tablas D.8 a D.13 del apéndice D y en el USCS las tablas E.8 a E.13 presentan en forma resumida los valores de las propiedades del agua y del refrigerante 12. Estas tablas cubren las regiones de líquido saturado, de dos fases y de **sobrecalentamiento.** Las tablas del amoniaco corresponden a las tablas D.14 a D.16 del apéndice D en el SI y a las tablas E.14 a E.16 del apéndice E en el USCS.

Tablas para gases

Como se vio en la sección 3.5.2, la energía interna y la **entalpía** de un gas ideal son independientes de la presión, por lo que pueden presentarse como función de la temperatura únicamente, lo que simplifica la presentación de datos respecto a las sustancias que no pueden considerarse gases ideales como el vapor de agua. Las tablas de las propiedades termodinámicas de los gases ideales preparadas con base en el enfoque de la termodinámica estadística (Cap. **12),** resultan más precisas en comparación a las medidas experimentales de las propiedades. Dichas propiedades calculadas dependen de una cantidad limitada de datos, los que pueden obtenerse con buena precisión mediante el análisis de los espectros de emisión o de absorción de los gases. Para los gases monoatómicos (argón, neón, criptón, etc.) y para los gases diatómicos (monóxido de carbono, nitrógeno, oxígeno, hidrógeno, etc.), el cálculo de las propiedades es relativamente directo. Para moléculas más complejas (CO,, H_2O en el intervalo ideal, CH,, etc), el cálculo de las propiedades resulta más difícil. Se dispone de este tipo de tablas en la referencia 6.

En las tablas D.2 a D.7 (SI) y E.2 a E.7 **(USCS)** se presentan las propiedades del aire, argón, nitrógeno, oxígeno, vapor de agua sobrecalentado y bióxido de carbono, considerando a estas sustancias como gases ideales. Los datos se calcularon a partir de la referencia 7. Los valores para el aire se determinaron a partir de valores del nitrógeno, oxigeno y argón, considerando que el aire actúa como una mezcla ideal de gases ideales, Estas tablas se encuentran esencialmente en buen acuerdo con las tablas de la referencia 6, ya que ambas referencias emplean las ecuaciones fundamentales de la termodinámica estadística para el cálculo de las propiedades.

Debe observarse que no se ha discutido sobre la escala de los valores de las cantidades u, energía interna o h, entalpía. Se ha encontrado que el estado al que se asigna el valor cero es **arbitrario,** al menos en lo concerniente a la termodinámica clásica, ya que sólo resultan de interés los *cambios* de u o de h. Para las tablas de gases, es práctica común asignar el valor cero a u y a h para una temperatura absoluta igual a $T = 0$ K o $0°R$, por lo que u y h siempre tienen valores positivos.

Se dispone de los valores de las propiedades termodinámicas de muchas sustancias, en forma de programas computarizados que pueden proporcionar las propiedades para un estado dado. De esta forma se evita la necesidad de interpolar o de cálculos auxiliares, como es el caso cuando sólo aparecen los valores de h en una tabla y se requiere calcular u mediante $u = h - Pv$. [Tales programas se incluyen en este libro para las propiedades del aire, nitrógeno y argón (considerados gases ideales); para el vapor de agua y para el refrigerante 12. Los programas son formas abreviadas de programas más generales que incluyen muchas más sustancias, así como un intervalo mayor de las variables. Los programas más generales [5, 7, 8] tienen además otras posibilidades como la de realizar algunos análisis de combustión y de ciclos.]

Se recomienda al estudiante emplear los programas disponibles para las propiedades junto con el texto, con el objeto de evaluar las propiedades necesarias para resolver los problemas de tarea, algunos de los cuales pueden resultar muy tediosos cuando sólo se dispone de tablas para su solución. Los programas también ayudan a ampliar el alcance de los problemas dándoles un enfoque útil. Estos programas proporcionan los datos con una exactitud equivalente a la de las propiedades en las tablas de los apéndices.

En este libro no se considera el uso de los programas para analizar los ciclos o la combustión, etc., puesto que la habilidad para comprender las bases de esos cálculos y para determinar las hipótesis y las limitaciones que lo hacen comúnmente para facilitar la solución de problemas, forma parte del valor de la educación en ingeniería. Cuando ya se tiene esa habilidad, entonces las soluciones completamente computarizadas se vuelven un auxiliar muy valioso.

3.6 Observaciones

Todas las propiedades definidas en termodinámica clásica se limitan a una masa de control en equilibrio termodinámico. Es decir, la masa de control se encuentra en equilibrio mecánico, químico y térmico; además, no hay gradientes dentro de esta masa, por lo que las propiedades son iguales en cada porción que se examine. La masa de control, en otras palabras, se encuentra en estado *uniforme.* Sin embargo, muchos problemas de interés en las aplicaciones de ingeniería no se refieren a estados uniformes en equilibrio termodinámico. Por ejemplo, ¿cómo se justifica el empleo de la temperatura para una masa de control en la que ocurre transferencia de calor, puesto que por definición esta transferencia requiere la presencia de temperaturas diferentes entre la masa de control y los alrededores y, por lo tanto, la masa de control no está en equilibrio térmico?

La termodinámica clásica realmente no contesta a esta pregunta en forma satisfactoria; se limita a señalar que el empleo de las propiedades definidas (y por definir) conduce a los resultados esperados de la aplicación de las relaciones termodinámicas *aun cuando estén lejos del equilibrio termodinámico.* Otro punto de vista se presentará al introducir la termodinámica estadística en el capítulo 12, para mostrar *por qué* se espera que el empleo de las propiedades definidas sólo para el caso del equilibrio termodinámico se extienda a casos en desequilibrio.

Sin embargo, hay ocasiones en las que la idea de asignar una sola temperatura a la masa de control que está en desequilibrio térmico simplemente no es válida. Por ejemplo, en el plasma necesario para sostener una reacción de fusión las condiciones están muy lejos del equilibrio termodinámico, aun para la más pequeña masa de control tomada de ese plasma, por lo que las propiedades al equilibrio no se emplean y se necesita un análisis microscópico más detallado. Sin embargo, en una vasta mayoría de los problemas de ingeniería, es posible considerar que la aplicación de la información sobre las propiedades desarrollada desde el punto de vista clásico es válida.

Problemas

Los problemas marcados con un asterisco son laboriosos, por lo que se requieren las tablas computarizadas del vapor de agua o un diagrama de Mollier preciso si se desea trabajar dichos problemas completamente.

3.1S Para el etano, encuentre P_1/P_2 para los estados $v_1 = 50$ m^3/kg, $T_1 = 500$°C y $v_2 = 10$ m^3/kg, $T_2 = 1200$°C mediante *a*) la relación de gases ideales, *b*) la ecuación de van der Waals, c) la ecuación de Benedict-Webb-Rubbin y *d*) las gráficas del factor de compresibilidad.

3.11 Para el etano, encuentre P_1/P_2 para los estados $v_1 = 600$ ft^3/lbm, $T_1 = 950$°F y $v_2 = 120$ ft^3/lbm, $T_2 = 2400$°F mediante *a*) la relación de gases ideales, *b*) la ecuación de van der Waals, c) la ecuación de Benedict-Webb-Rubbin y *d*) las gráficas del factor de compresibilidad.

3.2S ¿Es posible considerar como gases ideales a los fluidos siguientes, en los estados especificados?
a) Aire a 0.1 MPa, 20°C
b) Aire a 13 MPa, 900°C
c) Metano a 2 MPa, 1000°C
d) Agua a 0.1 MPa, 20°C
e) Agua a 0.01 MPa, 30°C
f) Refrigerante 12 a 1 MPa, 50°C

3.21 ¿Es posible considerar como gases ideales a los fluidos siguientes, en los estados especificados?
a) Aire a 14.7 psia, 68°F
b) Aire a 2000 psia, 1650°F
c) Metano a 300 psia, 1850°F
d) Agua a 14.7 psia, 68°F
e) Agua a 1.5 psia, 86°F
f) Refrigerante 12 a 150 psia, 120°F

3.3S Determine si los procesos siguientes, para un cierto gas pueden ser tratados como procesos de un gas ideal; si éste fuera el ca-

so, evalúe $u_2 - u_1$ y $h_2 - h_1$, considerando los calores específicos constantes.

a) Proceso isotérmico (T = constante) para agua desde 1200 K y 2 MPa hasta 10 MPa.

b) Proceso isométrico (v = constante) para refrigerante 12 desde 405 K y 4.0 MPa hasta 470 K.

c) Proceso isobárico (P = constante) para nitrógeno desde 250 K y 17.0 MPa hasta 280 K.

3.31 Determine si los procesos siguientes, para un cierto gas, pueden ser tratados como procesos de un gas ideal. Si éste fuera el caso, evalúe $u_2 - u_1$ y $h_2 - h_1$, considerando los calores específicos constantes.

a) Proceso isotérmico (T = constante) para agua desde 1700°F y 300 psia hasta 1500 psia.

b) Proceso isométrico (v = constante) para refrigerante 12 desde 270°F y 590 psia hasta 390°F.

c) Proceso isobárico (P = constante) para nitrógeno desde —10°F y 2500 psia hasta 45°F.

3.4s Para el bióxido de azufre encuentre el volumen específico a $T = 480$ K y $P = 15$ MPá.

3.41 Para el bióxido de azufre encuentre el volumen específico a $T = 850°R$ y $P = 2100$ psia.

3.5s El nitrógeno gaseoso está originalmente a P = 200 atm y T = 252.4 K. Si se le enfría a volumen constante hasta T = 189.3 K, ¿cuál es la presión del estado a menor temperatura?

3.51 El nitrógeno gaseoso está originalmente a P = 200 atm y T = 455°R. Si se le enfría a volumen constante hasta T = 340°R, ¿cuál es la presión del estado a menor temperatura?

3.6 En una gráfica del factor de compresibilidad dibuje la isoterma T_r = 1.30 para el n-butano contra P_r, empleando la ecuación de Benedict-Webb-Rubin para encontrar z.

3.7 Una ecuación virial de estado tiene la forma

$$\frac{P}{T} = \frac{R}{v}\left[1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \cdots\right]$$

donde $B(T)$, $C(T)$, etc., son funciones sólo de la temperatura y reciben el nombre de primer coeficiente virial, segundo coeficiente virial, etc. Encuentre las expresiones para los coeficientes viriales de los gases que obedecen *a*) la relación de gases ideales, *b*) la ecuación de van der Waals y c) la ecuación de Benedict-Webb-Rubin.

3.8 Para los valores numéricos de las propiedades x, y y z dados, interpole linealmente y obtenga la propiedad requerida.

a) Dados:

x	Y
110	1.2074
11.5	1.0351

encuentre y para x = 112.3.

b) Dados:

x = 10		x = 50	
Y	z	Y	z
150	19.513	150	3.8894
200	21.820	200	4.356 1

encuentre z para x = 27 y y = 150.

c) Dados los mismos datos que en b), encuentre z para x = 32 y y = 181.

3.9S Indique si los siguientes estados del agua se encuentran en la región líquida, de saturación o de sobrecalentamiento. Especifique la calidad de los estados que se encuentren en la región de saturación.

Estado	*P*, kPa	*T*, °C	*v*, m^3/kg
1	1700	200	—
2	1200	—	0.0010
3	—	75	3.0
4	500	202	—
5	350	—	0.005

3.91 Indique si los siguientes estados del agua se encuentran en la región líquida, de saturación o de sobrecalentamiento. Especifique la calidad de los estados que se encuentren en la región de saturación.

Estado	*P*, psia	*T*, °F	*v*, ft^3/lbm
1	250	390	—
2	175	—	0.012
3	—	166	36.0
4	75	400	—
5	50	—	0.060

3. **10S** Encuentre el valor de la energía interna para las sustancias en los estados indicados.

a) Agua a 0.4 **MPa, 725°C**

b) Agua a 3.0 **MPa,** 0.01 m /kg

c) Refrigerante 12 a **130°C,** 125 **kPa**

d) Agua a 1.0 **MPa, 100°C**

3.101 Encuentre el valor de la energía interna para las sustancias en los estados indicados.

a) Agua a 60 psia, 1350°F
b) Agua a 440 psia, 0.12 ft /lbm
c) Refrigerante 12 a 265°F, 18 psia
d) Agua a 150 psia, 212°F

3.11S Indique si los estados siguientes del refrigerante 12 se encuentian en la región de subenfriamiento, saturación o sobrecalentamiento. Los valores de referencia para *u* y *h* son los empleados en las tablas D.ll a D.13.

Estado	*P*, kPa	*T*, °C	*v*, m³/kg	*u*, kJ/kg	*h*, kJ/kg
1	2000	—	—	—	220
2	—	100	0.04	—	—
3	—	—	0.02	325	—
4	2000	—	—	—	300
5	600	200	—	—	—
6	—	—	0.30	—	365

3.111 Indique si los estados siguientes del refrigerante 12 se encuentran en la región de subenfriamiento, saturación o sobrecalentamiento. Los valores de referencia para *u* y *h* son los empleados en las tablas E.ll a E.13.

Estado	*P*, psia	*T*, °F	*v*, ft³/lbm	*u*, Btu/lbm	*h*, Btu/lbm
1	300	—	—	—	20
2	—	212	0.64	—	—
3	—	—	0.3	140	—
4	300	—	—	—	130
5	90	400	—	—	—
6	—	—	5.0	—	160

3.12S Encuentre las siguientes propiedades del vapor de agua mediante las tablas de vapor de agua. Muestre todos los cálculos de las interpolaciones. Compare sus resultados con los de las tablas computarizadas.

(a) $u(T = 400°C, P = 1500$ kPa)
(6) $h(T = 200°C, P = 2000$ kPa)
(c) $T(h = 2100$ kJ/kg, $P = 6900$ kPa)
(d) $x(P = 500$ kPa, $h = 2000$ kJ/kg)
(e) $h(u = 2000$ kJ/kg, $x = 0.65)$
(f) $h(u = 3$ 1 OO kJ/kg, $v = 0.1$ m³/kg)

3.121 Encuentre las siguientes propiedades del vapor de agua mediante las tablas de vapor de agua. Muestre todos los cálculos de las interpolaciones. Compare sus resultados con los de las tablas computarizadas.

(a) $u(T = 750°F, P = 200$ psia)
(b) $h(T = 400°F, P = 300$ psia)
(c) $T(h = 900$ Btu/lbm, $P = 10$ 10 psia)
(d) $x(P = 75$ psia, $h = 860$ Btu/lbm)
(e) $h(u = 860$ Btu/lbm, x = 0.65)
(f) $h(u = 1350$ Btu/lbm, v = 1.6 ft^3/lbm)

3.13S Para el agua (vapor),encuentre el cambio en los valores de la entalpía, h, entre un estado inicial donde $P = 100$ kPa y v = 1.6500 m^3/kg y un estado final a $P = 3000$ kPa y $T = 525°C$.

3.131 Para el agua (vapor), encuentre el cambio en los valores de la entalpía, h, entre un estado inicial donde $P = 14.7$ psia y v = 26 ft^3/lbm y un estado final con $P = 450$ psia y $T = 980°F$.

3.14S Dentro de cierto intervalo de presión y de temperatura el vapor de agua actúa como un gas ideal. Mediante el uso de las tablas de vapor de agua, sea del apéndice D o de las tablas computarizadas, construya una gráfica precisa de presión contra volumen específico, para un intervalo de presiones comprendido entre 0.01 y 0.3 veces la presión crítica (tabla C.4) y para 200, 300 y 400°C. En la misma gráfica incluya P contra v para las mismas temperaturas, considerando que P y T son variables independientes y v se calcula mediante la relación de gases ideales. Comente sus resultados. ¿Se podrían comparar estos resultados si se eligieran T y v como variables independientes, en tanto que P se calcula por la relación de gases ideales? Use papel log-log con varios ciclos para sus gráficas.

3.141 Dentro de cierto intervalo de presión y de temperatura el vapor de agua actúa como un gas ideal. Mediante el uso de las tablas de vapor de agua, sea del apéndice E o de las tablas computarizadas, construya una gráfica precisa de presión contra volumen específico, para un intervalo de presiones comprendido entre 0.01 y 0.3 veces la presión crítica (tabla C.4) y para 400, 600 y 900°F. En la misma gráfica incluya P contra v para las mismas temperaturas, considerando que P y T son variables independientes y v se calcula mediante la relación de gases ideales. Comente sus resultados. ¿Se podrían comparar estos resultados si se eligieran T y v como variables independientes, en tanto que P se calcula por la relación de gases ideales? Use papel log-log con varios ciclos para sus gráficas.

3.15S Calcule el valor de c_p para el aire a 100 y a 1500°C, empleando únicamente los datos de la entalpía de la tabla D.2. Compare con los resultados que se obtienen mediante la expresión polinomial para c_p de la tabla D.l.

3.151 Calcule el valor de c_p para el aire a 200 y a 2800°F, empleando únicamente los datos de la entalpía de la tabla E.2. Compare con los resultados que se obtienen mediante la expresión polinomial para c_p de la tabla E. 1.

3.16S Calcule c_p y c_v para el vapor de agua a T = 400°C, P = 200 kPa, mediante los datos para h y u de las tablas de vapor de agua del apéndice D o de las tablas computarizadas para el vapor de agua. Compruebe si $c_p - c_v = R$, lo que resulta una buena indicación de si el vapor de agua actúa como gas ideal en ese estado.

3.161 Calcule c_p y c_v para el vapor de agua a T = 800°F y P = 40 psia, mediante los datos para h y u de las tablas de vapor de agua del apéndice E o de las tablas computarizadas para el vapor de agua. Compruebe si $c_p - c_v = R$, lo que resulta una buena indicación de si el vapor de agua actúa como gas ideal en ese estado.

3.17s Calcule el cambio en la entalpía del nitrógeno entre T_1 = 20°C y T_2 = 1500°C, mediante los datos de la tabla D.4. Compare su resultado con el que obtiene usando la expresión polinomial para c_p de la tabla D. 1 y con el que resulta de emplear un valor de c_p constante correspondiente a la temperatura promedio entre T_1 y T_2.

3.171 Calcule el cambio en la entalpía del nitrógeno entre T_1 = 70°F y T_2 = 2800°F, mediante los datos de la tabla E.4. Compare su resultado con el que obtiene usando la expresión polinomial para c_p de la tabla E. 1 y con el que resulta de emplear un valor de c_p constante correspondiente a la temperatura promedio entre T_1 y T_2.

***3.18** Empleando los datos del problema 3.14 y los datos reales P - v - T de las tablas de vapor de agua o de las tablas computarizadas, calcule el factor de compresibilidad z para el vapor de agua para el mismo intervalo de P, v y T del problema 3.14. Grafique el resultado de z contra P, con T como parámetro. En la misma gráfica, dibuje la z de la figura C. 1 para iguales intervalos de las variables. Comente la comparación entre los resultados obtenidos. ¿Qué tipo de papel elige para grafícar los resultados? Por qué?

3.19s Encuentre los valores de u y h para el agua a T = 100°C y P = 300 kPa.

3.191 Encuentre los valores de u y h para el agua a T = 212°F y P = 45 psia.

3.20S El vapor de agua esta a T = 600°C y P = 2000 kPa. Encuentre el cambio de la entalpía para el vapor de agua cuando

a) T se mantiene constante y P cambia a 100 MPa.

b) P se mantiene constante y T cambia a 800°C.

Comente sus resultados en términos de la sensibilidad relativa de h hacia P o T. ¿Qué concluye sobre las magnitudes

relativas de las derivadas parciales de la energía interna, $(\partial u/\partial T)_p$ y $(\partial u/\partial P)_T$? Examine la figura D.2 y comente si es posible que los resultados para el estado elegido en este problema sean representativos del comportamiento del vapor de agua en todas las regiones del diagrama $P - h$.

3.201 El vapor de agua está a $T = 1100°F$ y $P = 300$ psia. Encuentre el cambio de la entalpía para el vapor de agua cuando

a) T se mantiene constante y P cambia a 1500 psia.

b) P se mantiene constante y T cambia a 1500°F.

Comente sus resultados en términos de la sensibilidad relativa de h hacia P o T. ¿Qué concluye sobre las magnitudes relativas de las derivadas parciales de la energía interna, $(\partial u/\partial T)_p$ y $(\partial u/\partial P)_T$? Examine la figura E.2 y comente si es posible que los resultados para el estado elegido en este problema sean representativos del comportamiento del vapor de agua en todas las regiones del diagrama $P - h$.

3.21S Una vasija sellada, con un volumen de 2.0 cm^3, contiene agua saturada, que se calienta desde una presión inicial de 0.10 MPa hasta que en el vaso sólo existe una fase. Determine el estado final del agua si el recipiente contiene *a*) 0.10 g y *b*) 1.0 g.

3.211 Una vasija sellada, con un volumen de 0.15 in^3, contiene agua saturada, que se calienta desde una presión inicial de 14.7 psia hasta que en el vaso sólo existe una fase. Determine el estado final del agua si el recipiente contiene *a*) 2.3 x 10^{-4} lbm y *b*) 2.3 x 10^{-3} lbm.

3.228 Una botella contiene nitrógeno. Inicialmente, el nitrógeno está a 42 atm y 130 K. La botella, con un volumen de 0.02 m^3, se calienta hasta que el nitrógeno llega a 202 K.

a) ¿Se puede considerar el nitrógeno como un gas ideal? ¿Por qué?

b) ¿Cuál es la presión del nitrógeno después del calentamiento?

c) ¿Cuál es la masa del nitrógeno en la botella?

3.221 Una botella contiene nitrógeno. Inicialmente, el nitrógeno está a 42 atm y 234 R. La botella, con un volumen de 0.7 ft^3 se calienta hasta que el nitrógeno llega a 450°R.

a) ¿Se puede considerar el nitrógeno como un gas ideal? Por qué?

b) ¿Cuál es la presión del nitrógeno después del calentamiento?

c) ¿Cuál es la masa del nitrógeno en la botella?

3.238 Un recipiente, con volumen constante ($V = 0.01$ m^3), contiene agua (0.5 kg), que se calienta hasta que el agua existe sólo

al estado de vapor saturado. La presión inicial es de 100 kPa. Grafique la calidad y el volumen ocupado por el líquido en función de la presión para este proceso (es decir, x y *V*, contra *P*).

3.231 Un recipiente, con volumen constante (V = 0.3 ft^3), contiene agua (1 lbm), que se calienta hasta que el agua existe sólo al estado de vapor saturado. La presión inicial es de 14.7 psia. Grafique la calidad y el volumen ocupado por el líquido en función de la presión para este proceso (es decir, x y *V* contra *P*).

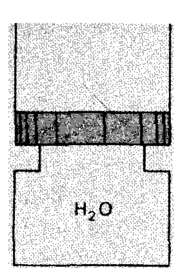
3.24S Un pistón encierra 2 kg de agua dentro de un volumen inicial de 0.02 m^3 (Véase la figura P3.24). La temperatura inicial es igual a 50°C. El pistón se despega de los topes a la presión de 1.0 MPa. El agua se calienta desde su estado inicial hasta un estado final donde la temperatura es igual a 200°C.

a) Grafique el proceso en un diagrama *P* - *v*.

b) Evalúe el trabajo realizado por el H_2O.

c) ¿Qué volumen ocupa el líquido en el estado inicial y cuando el pistón se despega de los topes?

Figura P3.24



3.241 Un pistón encierra 1 lbm de agua dentro de un volumen inicial de 0.3 ft^3 (Véase la figura P3.24). La temperatura inicial es igual a 120°F. El pistón se despega de los topes a la presión de 150 psia. El agua se calienta desde su estado inicial hasta un estado final donde la temperatura es igual a 390°F.

a) Grafique el proceso en un diagrama *P*- *v*.

b) Evalúe el trabajo realizado por el H_2O.

c) ¿Qué volumen ocupa el líquido en el estado inicial y cuando el pistón se despega de los topes?

3.25S El refrigerante 12 se calienta isotérmicamente desde un estado inicial a 200 kPa y 200°C hasta una presión final de 800 kPa. Evalúe el trabajo realizado por unidad de masa; asimismo evalúe este trabajo considerando al refrigerante 12 como un gas ideal.

3.251 El refrigerante 12 se calienta isotérmicamente desde un estado inicial a 30 psia y 390°F hasta una presión final de 120 psia. Evalúe el trabajo realizado por unidad de masa, asimismo evalúe este trabajo considerando el refrigerante 12 como un gas ideal.

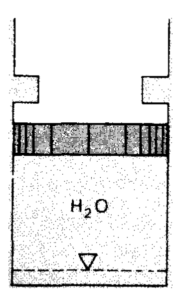


Figura P3.26

3.268 Un pistón encierra 1 kg de agua saturada, de la cual inicialmente un 10%, con base en la masa, es liquido. La presión inicial es igual a 1.0 MPa. El agua se calienta hasta que llega al estado de vapor saturado en un sistema semejante al de la figura P3.26. Cuando el pistón choca con los topes superiores el volumen es igual a 0.19 m^3. Determine el trabajo realizado por el agua, así como la temperatura y presión finales.

3.261 Un pistón encierra 0.5 lbm de agua saturada, de la cual inicialmente un 10%, con base en la masa, es líquido. La presión inicial es igual a 150 psia. El agua se calienta hasta que llega al estado de vapor saturado en un sistema semejante al de la figura P3.26. Cuando el pistón choca con los topes superiores el volumen es igual a 5.5 ft^3. Determine el trabajo realizado por el agua, así como la temperatura y presión finales.

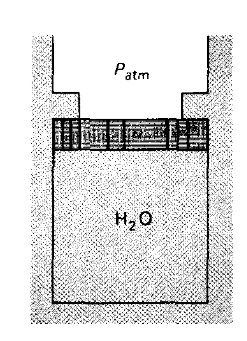


Figura P3.27

3.278 Un pistón, con masa de 900 kg y área igual a 9.8 x 10^{-3} m^2, es mantenido contra unos topes (Fig. P3.27) por el agua al estado de vapor saturado a 20 MPa (estado 1). El agua se enfría hasta que la mitad del volumen del recipiente con tiene líquido y la otra mitad vapor (estado 3). Determine el trabajo por unidad de masa ($_1w_3$) y dibuje el proceso en un diagrama *P- v*.

3.271 Un pistón, con masa de 2000 lbm y área igual a 0.10 ft^2, es mantenido contra unos topes (Fig. P3.27) por el agua al estado de vapor saturado a 3000 psia (estado 1). El agua se enfría hasta que la mitad del volumen del recipiente con tiene líquido y la otra mitad vapor (estado 3). Determine el trabajo por unidad de masa ($_1w_2$) y dibuje el proceso en un diagrama *P- v*.

3.288 Se transfiere calor isotérmicamente al amoniaco, inicialmente al estado de vapor saturado a *P* = 500 kPa hasta que llega a una presión final de 100 kPa. Dibuje un diagrama *P - v* preciso para este proceso y evalúe el trabajo realizado por unidad de masa. Se requiere de una integración numérica o gráfica.

3.281 Se transfiere calor isotérmicamente al amoniaco, inicialmente al estado de vapor saturado a *P* = 75 psia hasta que llega a una presión final de 15 psia. Dibuje un diagrama *P- v* preciso para este proceso y evalúe el trabajo realizado por unidad de masa. Se requiere una integración numérica o gráfica.

Referencias

1. *Steam Tables,* American Society of Mechanical Engineers, New York, 1967.
2. J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill, and J. G. Moore, *Steam Tables, English Version,* Wiley, New York, 1969.
3. L. Haar, J. S. Gallagher, and G. S. Kell, *NBS/NRC Steam Tables,* Hemisphere, New York, 1984.
4. Richard B. Stewart and Victor J. Johnson, *A Compendium ofthe Properties of Materials at Low Temperatures (Phase* II), National Bureau of Standards Cryogenic Engineering Lab. Rep. WADD GO-56, Part IV, U.S Air Force Systems Command, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, December 196 1.
5. *STEAMCALC, A Computer Program for the Calculation of the Thermodynamic Properties of Steam.* Wiley, New York, 1984.

6. J. H. Keenan, J. Chao, and J. Kaye, *Gas Tables (English Units),* 2d ed., Wiley, New York, 1980.
7. *GASPROPS, A Computer Program for the Calculation ofthe Thermodynamic Properties of Ideal Gases and Combustion Products.* Wiley, New York, 1984.
8. *REFRIG, A Computer Program for the Thermodynamic Properties of Common Refrigerants,* Wiley, New York, 1984.

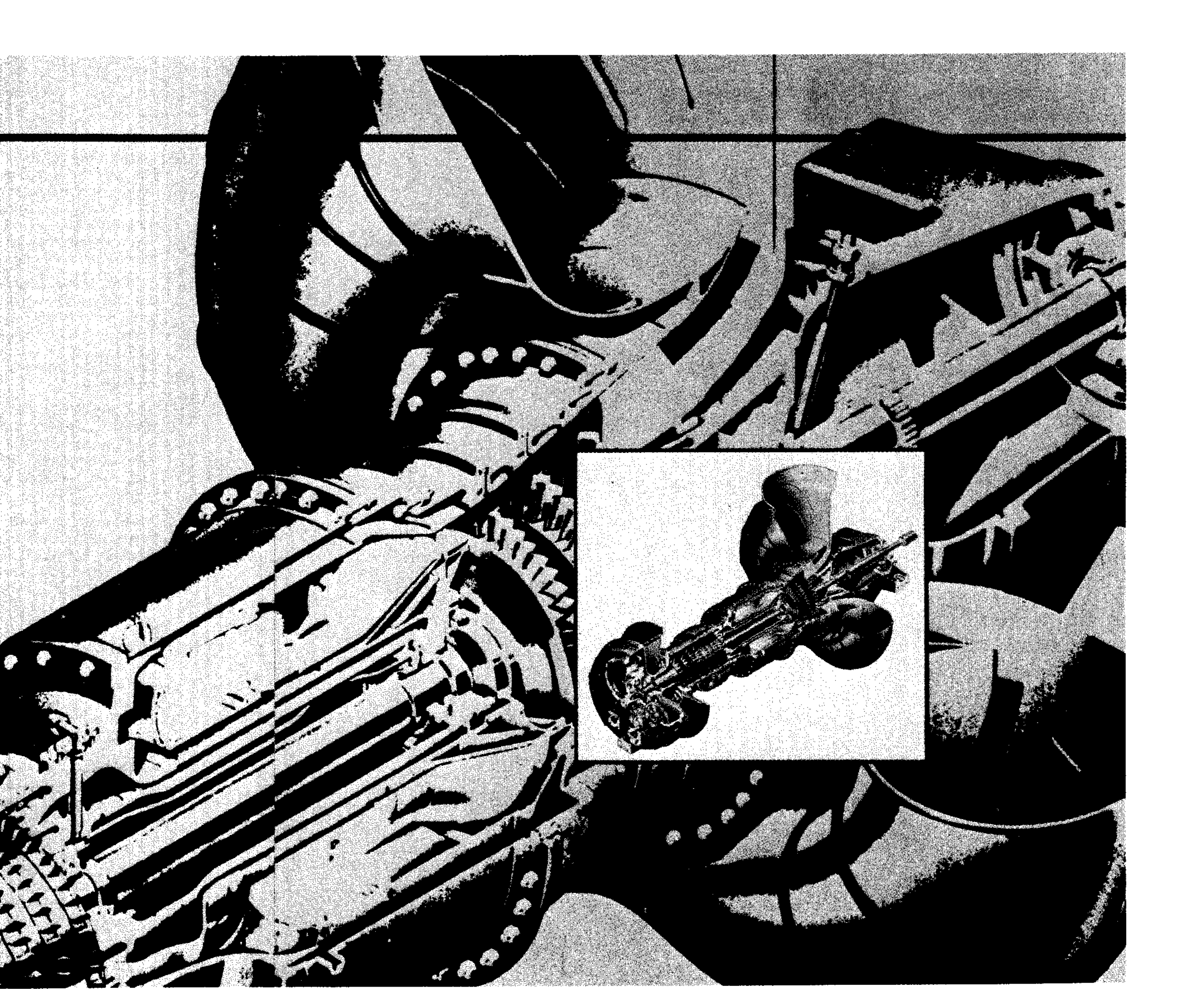
4

Primera ley de la termodinámica

La energía es un placer eterno.

William Blake

Turbina de gas de 900 kW con un compresor de ocho etapas, quemador anular y turbina de tres etapas. La turbina normalmente opera a 22 300 rpm. *(Solar Turbines. Inc.)*



4.1 Introducción

Las relaciones de conservación fundamentan la termodinárrica. El concepto de una cantidad que se conserva es importante en muchos campos de la ciencia y se basa en experiencias comunes. En el capítulo 1 se presentó brevemente la conservación de la energía y, en este capítulo, se presentará formalmente como la primera ley de la termodinámica. Conservación de la energía y primera ley de la termodinámica son nombres diferentes del mismo principio. Otras relaciones de conservación incluyen la conservación del impulso y la conservación de la masa.

Es probable que la conservación del impulso se haya estudiado en cursos de física elemental. La conservación de la masa también es posible que se haya presentado por ese tiempo y es un principio de conservación que nadie pone en tela de juicio. Se espera que el agua que entra por un extremo de la manguera del jardín salga por el otro extremo. Este tipo de esperanza física o "sentimiento físico" de un fenómeno se expresa en enunciados de conservación o leyes. Este capítulo se centra en la primera ley de la termodinámica o principio de conservación de la energía, pero también se tratarán sus relaciones con otras cantidades que se conservan.

Se necesita tener una idea clara de la relación entre los estados de un sistema y la transferencia de energía. Para una sustancia simple y compresible, se requieren dos propiedades intensivas independientes para especificar un estado. El sistema cambia de un estado a otro mediante una transferencia de energía, ya sea en forma de trabajo o como transferencia de calor. Esta transferencia de energía necesariamente debe cruzar las fronteras del sistema. La cantidad de energía transferida depende de la trayectoria; es decir, el trabajo es función del camino seguido para realizarlo. Los estados de una sustancia no dependen de como se llegó a ellos, sino únicamente de las propiedades de la sustancia en cuestión.

Este capítulo es esencial para la comprensión de la termodinámica. Se presenta la primera ley de la termodinámica, así como el principio de conservación de la masa. Los principios fundamentales se desarrollan primero para una masa de control y subsecuentemente se transformarán para emplearlos en un volumen de control.

4.2 Principios de conservación y primera ley de la termodinámica

En esta sección, todos los enunciados de conservación se refieren a una masa de control. Por lo tanto, se considera la masa limitada por la superficie de la frontera, la que puede trasladarse, rotar y deformarse, pero ninguna masa debe atravesar dicha frontera. Un ejemplo típico corresponde a la sustancia dentro de un cilindro con un pistón que se desliza. También un fluido dentro de un balón es una masa de control que servirá para visualizar los siguientes enunciados.

4.2.1 Conservación de la masa

Se ha elegido una masa de control para presentar los enunciados fundamentales de conservación; por lo tanto, ninguna masa cruza las fronteras del sistema. Por tanto, este principio de conservación se enuncia así:

La masa de una masa de control nunca cambia

lo cual se expresa matemáticamente como

$$dm = 0 \qquad (4.1)$$

0

$$m = \text{constante} \qquad (4.2)$$

Puesto que la masa dentro de la frontera es la suma de todos los elementos, también puede darse como

$$dm = d\left(\int_m dm\right) = 0 \qquad (4.3)$$

Con el volumen específico y la densidad relacionados por $\rho = 1/v$, la ecuación (4.3) se presenta como una integral de volumen

$$d\left(\int_V \rho\, dV\right) = d\left(\int_V \frac{dV}{v}\right) = 0 \qquad (4.4)$$

donde V representa el volumen ocupado por la masa de control.

La conservación de la masa también se expresa con base en la rapidez de cambio, mediante la consideración de un intervalo de tiempo dt. En ese caso el principio se escribe

$$\frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\int_m dm\right) = \frac{d}{dt}\left(\int_V \rho\, dV\right) = 0 \qquad (4.5)$$

Las expresiones para la masa en las ecuaciones (4.3) y (4.4) se emplearon para obtener las diferentes formas de la ecuación (4.5).

Todas las ecuaciones precedentes son exactamente iguales, la única diferencia estriba en la nomenclatura empleada. Este enunciado de la conservación de la masa sólo es una reiteración de la definición de la masa de control. La utilidad de la conservación de la masa se evidenciara en la sección 4.3.

El enunciado de la conservación de la masa ya fue utilizado. El problema que considera una masa de control dentro de un cilindro con un pistón deslizándose empleo siempre una cantidad conocida de masa. Si en un arreglo cilindro-pistón, que contiene agua líquida, se aumenta el volumen, la masa permanece constante en tanto que el líquido se transforma en vapor.

4.2.2 Primera ley de la termodinámica

Esta ley también recibe el nombre de ***conservación de la energía.*** El balance de energía se enuncia como sigue:

Un cambio de la energía total (cinética, potencial e interna) es igual al trabajo realizado en la masa de control más el calor transferido a dicha masa.

Matemáticamente, lo anterior se expresa como

$$dE = \delta Q + \delta W \qquad (4.6)$$

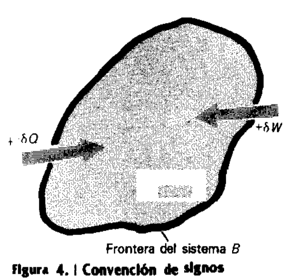


Figura 4.1 Convención de signos

La convención de signos indica que toda la energía transferida *hacia* el sistema es positiva (Fig. 4.1). No hay referencia a ninguna trayectoria en particular. Por 10 tanto, el cambio de la energía de la masa de control entre el estado 1 y el estado 2 es igual al calor transferido a la masa de control siguiendo cualquier trayectoria más el trabajo realizado sobre dicha masa, de nuevo, a lo largo de cualquier trayectoria. La ecuación (4.6) se integra entre esos dos estados y se obtiene

$$E_2 - E_1 = {}_1Q_2 + {}_1W_2 \qquad (4.7)$$

La energía total que contiene la masa de control es la suma de las contribuciones de todos los elementos, por lo que la energía total se representa mediante la integral sobre toda la masa y se expresa por

$$E = \int_m e\,dm \qquad (4.8)$$

Con la densidad y el volumen específico, se puede transformar a una integral de volumen:

$$E = \int_V e\rho\, dV = \int_V e\,\frac{dV}{v} \qquad (4.9)$$

De esta forma, la representación final es

$$d\left(\int_V e\rho\, dV\right) = \delta Q + \delta W \qquad (4.10)$$

La energía total en cualquiera de las ecuaciones anteriores es la suma de las energías interna, cinética y potencial; expresando esto explícitamente se obtiene

$$dCJ + d(EC) + d(EP) = \delta Q + \delta W \qquad (4.11)$$

La integración entre los estados 1 y 2 da

$$(U + EC + EP)_2 - (U + EC + EP)_1 = {}_1Q_2 + {}_1W_2 \qquad (4.12)$$

Cuando se sustituyen las expresiones de las energías cinética y potencial [véase la ecuación (2.1 1)] se obtiene la conservación de la energía como

$$\left(U + \tfrac{1}{2}m\,\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{mgZ}{g_c}\right)_2 - \left(U + \tfrac{1}{2}m\,\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{mgZ}{g_c}\right)_1 = {}_1Q_2 + {}_1W_2 \qquad (4.13)$$

Si la masa contenida por el volumen de la masa de control se distribuye uniformemente en el espacio, existe la opción de expresar las ecuaciones anteriores en una base específica o por unidad de masa, es decir,

$$d(me) = \delta(mq) + \delta(mw) \quad (4.14)$$

Pero la masa es constante para una masa de control, por lo que

$$de = \delta q + \delta w \quad (4.15)$$

En un proceso entre los estados 1 y 2, la relación para la conservación de la energía se expresa

$$e_2 - e_1 = {}_1q_2 + {}_1w_2 \quad (4.16)$$

Considerando las expresiones para las energías interna, cinética y potencial, finalmente se escribe

$$\left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_2 - \left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_1 = {}_1q_2 + {}_1w_2 \quad (4.17)$$

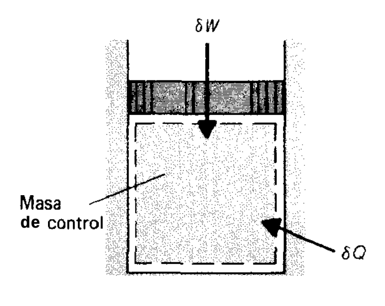
Al igual que en la ecuación **(4.13),** el lado izquierdo de la ecuación (4.17) es la integral de una diferencial exacta que representa el cambio de las propiedades en una masa de control. Este cambio de la energía total es independiente de la trayectoria seguida entre los estados.

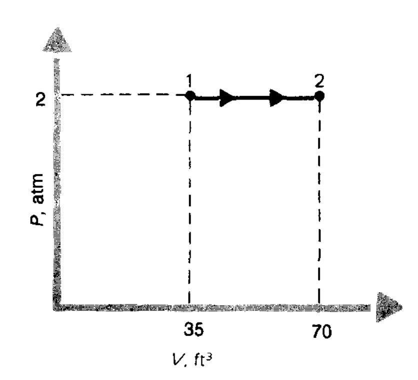
El lado derecho de estas ecuaciones corresponde a integrales de diferenciales inexactas y, generalmente, son función de una trayectoria en particular.

Ejemplo 4.1

Un pistón sin frición se eleva por el calentamiento lento de un gas contenido en un cilindro. La presión inicial es de 2 atm y el volumen inicial de 35 ft^3. El calor transferido al tanque es igual a 2000 Btu y el volumen final es de 70 ft^3. Determine el cambio de la energía interna por unidad de masa del fluido.

Diagramas





Solución

Como se indicó anteriormente, se considera el gas como la masa de control. Este problema no requiere evaluar las propiedades de una sustancia en particular, puesto que todos los estados son conocidos. El trabajo se calcula para un proceso a presión constante y el calor transferido está especificado. El cambio de la energía total se evalúa mediante la primera ley de la termodinámica y la energía interna se obtiene directamente, ya que los cambios de las energías cinética y potencial son despreciables. En la siguiente tabla se indican los estados:

Estado	P, atm	V, ft^3	U, Btu	Proceso
1	2.0	35.0	—	P = constante
2	2.0	70.0	—	

El trabajo realizado por el sistema es

$$_1W_2 = -\int_1^2 PdV = -P_1(V_2 - V_1)$$

$$= (-4232.4 \text{ lbf/ft}^2)[(70.0 - 35.0)\text{ft}^3]$$

$$= -148{,}134 \text{ lbf} \cdot \text{ft} = -190.4 \text{ Btu} = -200.8 \text{ kJ}$$

La primera ley conduce a

$$U_2 - U_1 = {}_1Q_2 + {}_1W_2 = 2000 \text{ Btu} - 200.8 \text{ Btu} = +1799 \text{ Btu}$$

Comentarios

La energía interna del estado 2 es mayor que la del estado 1 en 1799 Btu.

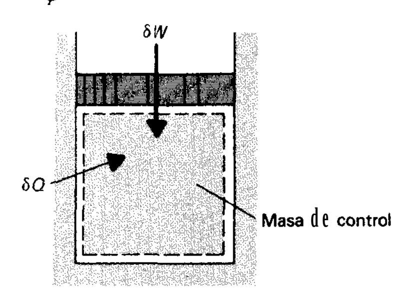
La energía cinética está relacionada con la velocidad del sistema y puesto que la velocidad para los estados 1 y 2 es cero, la contribución de la energía cinética también es cero. Se ha despreciado el cambio de la energía potencial, pero dada la información con que se cuenta para los estados, este cambio solo podría estimarse. El cambio de la altura del centro de masa del gas es función de la configuración geométrica específica y probablemente es de unos pocos pies. Las densidades de diferentes gases se encuentran en los apéndices y son del orden de unos cientos de libras-masa por pie cúbico. Tomando la aceleración gravitacional igual a 32.174 ft/s^2, el cambio de la energía potencial (mg $\Delta Z/g_c$) resulta del orden de 0.1 Btu, lo cual es despreciable para el cálculo anterior.

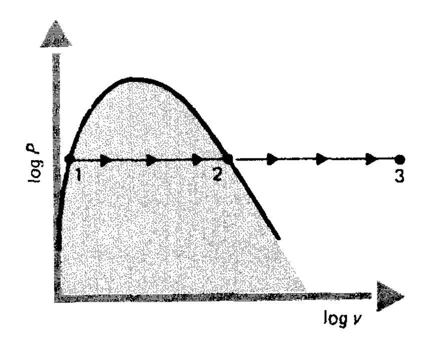
Ejemplo 4.2

Evalúe la transferencia de calor necesaria para evaporar el agua y calentar su vapor durante el experimento con el cilindro-pistón que se muestra en la figura. El proceso es casi al equilibrio. El estado inicial corresponde a un líquido saturado a 1 .O MPa y el proceso de evaporación termina en el estado 2 sobre la línea de vapor saturado.

Posteriormente, la transferencia de calor hace que el agua se encuentre en el estado 3 a 600°C. Encuentre ${}_1q_2$, ${}_2q_3$ y ${}_1q_3$.

Diagramas





Solución

La masa de control realiza un proceso a presión constante, como se indica en el diagrama del sistema. La siguiente tabla da la información. Se conocen los estados 1 y 2, puesto que tanto P como la calidad son datos; de las tablas D.9 y D.10 se obtienen v y u. El estado 3 queda especificado por P_3 y T_3.

Estado	P, MPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	x	Proceso
1 2	1.0†	—	(0.0094312)7)	(2581.9)(1)	0.0 1.0	P = constante
3	1.0	600	(0.4010)	(3292.8)	—	P = constante

† Los valores que no están entre paréntesis determinan el estado

Los estados 1 y 2 se obtienen mediante las tablas de vapor de agua saturado, en tanto que para el estado 3 se emplean las tablas de vapor sobrecalentado.

Los cambios de las energías cinética y potencial son despreciables, por lo que mediante la primera ley se obtiene

$$e_2 - e_1 = u_2 - u_1 = {}_1q_2 + {}_1w_2$$

En esta **forma**

$$_1q_2 = u_2 - u_1 - {}_1w_2$$

El trabajo realizado en el proceso a presión constante es

$$_1w_2 = -\int_1^2 P\,dv = -P_1(v_2 - v_1)$$

Obsérvese que éste es un caso particular del proceso politrópico (n = o) representado por la ecuación (2.20). Para el proceso de 1 a 2,

$$_1w_2 = -1.0(0.1943 - 0.001127)\ \text{MJ/kg} = -193.17\ \text{kJ/kg}$$
$$= -83.05\ \text{Btu/lbm}$$

Por lo que la transferencia de calor resulta

$$_1q_2 = 2581.9 - 761.11 + 193.17 = 2014.0\ \text{kJ/kg} = 865.9\ \text{Btu/lbm}$$

Volviendo a hacer los cálculos, pero ahora para el proceso entre 2 y 3 se obtiene

$$_2w_3 = -206.7\ \text{kJ/kg} = -88.9\ \text{Btu/lbm}$$

Y

$$_2q_3 = 917.6\ \text{kJ/kg} = 394.5\ \text{Btu/lbm}$$

La transferencia de calor total es

$$_1q_3 = {}_1q_2 + {}_2q_3 = 2931.6\ \text{kJ/kg} = 1260.4\ \text{Btu/lbm}$$

Puesto que $_1q_3$ es positivo, la transferencia de calor se realiza ***de*** los alrededores ***al*** sistema. Obsérvese que el trabajo fue realizado ***por*** el sistema ***sobre*** los alrededores, como lo indica el signo negativo para $_1w_2$ y $_2w_3$.

Comentarios

El trabajo realizado por la masa de control en cada etapa de este proceso a presión constante es casi el mismo, aunque la transferencia de calor por evaporación (estado 1 a estado 2) es 68.7% de la transferencia de calor total.

El análisis anterior también puede expresarse en términos de la entalpía. Con la presión constante, el trabajo se expresa como

$$_1w_2 = -P_1(v_2 - v_1) = P_1v_1 - P_2v_2$$

y la primera ley está dada por

$$u_2 - u_1 = {}_1q_2 + {}_1w_2$$

por lo que se tiene

$$_1q_2 = u_2 - u_1 - {}_1w_2 = u_2 - u_1 + P_2v_2 - P_1v_1$$
$$= (u_2 + P_2v_2) - (u_1 + P_1v_1)$$

Como la entalpia se define como $h = u + Pv$, y entonces

$${}_1q_2 = h_2 - h_1$$

Esta expresión sólo es válida para el trabajo de una masa de control en un proceso a ***presión constante.*** La entalpía se lee de las tablas D.9 y D.10 y da

$${}_1q_2 = h_g - h_l = h_{lg} = 2014.0 \text{ kJ/kg}$$

y para el proceso del estado 2 al estado 3

$${}_2q_3 = 3693.8 - 2776.3 = 917.5 \text{ kJ/kg}$$

Estos valores son semejantes a los que se obtuvieron antes pero con la precisión de las tablas,

La expresión de la conservación de la energía se presentó para un proceso entre los estados 1 y 2. Cuando la masa de control realiza un ciclo completo, que toma la masa de control del estado 1 y la regresa de nuevo al estado 1, la ecuación (4.6) se escribe

$$\oint dE = \oint \delta Q + \oint \delta W \tag{4.18}$$

Pero la energía total es una propiedad; por lo que de acuerdo con los atributos matemáticos de una propiedad (Sec. 1.7.4), $\oint dE = 0$, y entonces

$$\oint \delta Q = -\oint \delta W \tag{4.19}$$

Por lo tanto, la transferencia neta de calor a una masa de control en un proceso cíclico es igual al trabajo neto reãlizado con signo negativo. Este es el punto de partida para algunas presentaciones de la primera ley de la termodinámica.

La conservación de la energía también puede presentarse con base en la rapidez del cambio. Para un intervalo de tiempo t, la expresión resulta

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\delta Q}{\Delta t} + \frac{\delta W}{\Delta t} \tag{4.20}$$

que, con la definición que se presentó en la sección 2.5.3, se puede escribir como

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} \tag{4.21}$$

La energía dentro del volumen está dada por la ecuación **(4.9)**, por lo que también se expresa por

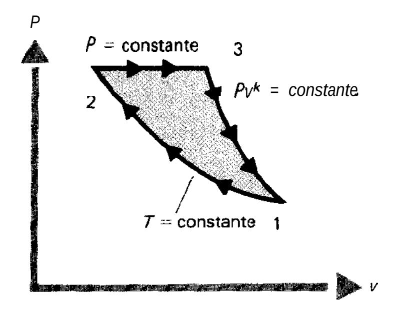
$$\frac{d}{dt}\left(\int_V e\rho \, dV\right) = \dot{Q} + \dot{W} \tag{4.22}$$

Esta forma resulta útil al considerar la formulación del volumen de control.

Ejemplo 4.3

Una masa de control realiza un ciclo de potencia con aire como fluido de trabajo, mediante tres procesos. El fluido sufre una compresión isotérmica, un calentamiento a presión constante y un proceso politrópico representado por Pv^k = constante, donde $k = c_p/c_v$. Determine q y w para cada proceso individual. Considere que los calores específicos son constantes y que $P_1 = 1$ atm, $T_1 = 70$°F y $P_2 = 6$ atm.

Diagrama



Solución

Primero debe probarse la validez de la aproximación de gas ideal para el aire en las condiciones de estos procesos. La prueba más crítica es la que tiene lugar a la más baja temperatura y a la presión más elevada, lo que ocurre en el estado 2, como puede verse. Las propiedades críticas se toman de la tabla C.4: T_{cr} = 238.5°R y P_{cr} = 37.2 atm, se obtiene $T_r = 529.67/238.5 = 2.22$ y $P_r = 6.0/37.2 = 0.161$. El factor de compresibilidad se obtiene de la figura C. 1 del apéndice C y resulta

$$z \simeq 1.0$$

Por lo tanto, la aproximación de gas ideal es muy precisa.

La información de los estados es la siguiente:

Estado	P, atm	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	Proceso
1	1.0	70	—	—	—	T = constante
2	6.0	70	—	—	—	P = constante
3	6.0	—	—	—	—	Pv^k = constante
1	1.0	70		—	—	

Para el aire, R = 53.34 lbf ft/(lbm · °R) y k = 1.400 (Tabla C.2), por lo que

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{(53.34)(529.67)}{2116.2} = 13.351 \text{ ft}^3/\text{lbm}$$

De la misma manera,

$$v_2 = \frac{RT_2}{P_2} = 2.225\ 1\ \text{ft}^3/\text{lbm}$$

La tabla que contiene los estados indica que tanto el estado 1 como el estado 2 están completamente especificados, pero el estado 3 requiere de una propiedad más, la cual se evalúa mediante la información del proceso entre los estados 1 y 3. Así

$$P_1 v_1^k = P_3 v_3^k$$

o también,

$$v_3 = v_1 \left(\frac{P_1}{P_3}\right)^{1/k}$$

Por lo tanto,

$$v_3 = (13.35\ 1)(\tfrac{1}{6})^{1/1.4} = 3.7127\ \text{ft}^3/\text{lbm}$$

y el estado 3 queda especificado. Además $T_3 = P_3\, v_3/R$ = 883.76°R = 424.09°F.

El trabajo se evalúa mediante la ecuación (2.17):

$$_1w_2 = -\int_1^2 P\,dv$$

Para el proceso de 1 a 2, $P = RT/v$; así, para este proceso isotérmico [véase la ecuación (2.20)],

$$_1w_2 = -\int_1^2 \frac{RT}{v}\,dv = -RT_2 \ln\frac{v_2}{v_1} = +\ 50{,}620\ \text{ft}\cdot\text{lbf/lbm}$$
$$= 65.05\ \text{Btu/lbm} = 151.3\ \text{kJ/kg}$$

Para el proceso de 2 a 3, P = constante y

$$_2w_3 = -P_2(v_3 - v_2) = -\ 18{,}890\ \text{ft}\ .\ \text{lbf/lbm} = -\ 24.27\ \text{Btu/lbm}$$
$$= -\ 56.45\ \text{kJ/kg}$$

Para el proceso de 3 a 1, Pv^k = constante = $P_1 v_1^k = P_3 v_3^k$, por lo que

$$_3w_1 = -\int_3^1 P\,dv = -\text{const}\int_3^1 \frac{dv}{v^k}$$
$$= -\text{const}\left(\frac{v_1^{1-k} - v_3^{1-k}}{1-k}\right)$$

Empleando $P_1 v_1^k = P_3 v_3^k$ = constante, se obtiene [véase ecuación (2.20)]

$$_3w_1 = \frac{P_1 v_1 - P_3 v_3}{k-1} = -47{,}220\ \text{ft}\cdot\text{lbf/lbm} = -60.68\ \text{Btu/lbm}$$
$$= -\ 141.14\ \text{kJ/kg}$$

La transferencia de calor para cada proceso se evalúa empleando la primera ley junto con las expresiones del trabajo que se presentaron antes. La conservación de la energía cuando no existen cambios de las energías cinética o potencial [ecuación **(4.17)]** establece que

$$u_2 - u_1 = {}_1q_2 + {}_1w_2$$

de donde

$${}_1q_2 = u_2 - u_1 - {}_1w_2$$

El cambio de la energía interna se evalúa mediante la ecuación (3.19):

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v\, dT = c_v(T_2 - T_1)$$

Por lo tanto,

$${}_1q_2 = c_v(T_2 - T_1) - {}_1w_2$$

Para el proceso isotérmico entre los estados 1 y 2

$${}_1q_2 = 0 - {}_1w_2 = -65.05 \text{ Btu/lbm} = -15\ 1.3 \text{ kJ/kg}$$

Con c_v = 0.1716 Btu/(lbm . °R), para el proceso a presión constante entre los estados 2 y 3 se obtiene

$${}_2q_3 = 0.17\ 16(883.76 - 529.67) + 24.27 \text{ Btu/lbm} = 85.04 \text{ Btu/lbm}$$
$$= 197.8 \text{ kJ/kg}$$

y para el proceso entre los estados 3 y 1,

$${}_3q_1 = 0.17\ 16(529.67 - 883.78) + 60.68 \text{ Btu/lbm}$$
$$= -0.09 \text{ Btu/lbm} \approx 0 \text{ Btu/lbm}$$

En el capítulo 5 se verá que el proceso descrito por Pv^k = constante es un proceso adiabático, por lo que el valor finito es resultado de la incertidumbre de las propiedades.

En resumen,

Estado	w, Btu/lbm	q, Btu/lbm
1 to 2	65.05	-65.05
2 to 3	-24.27	85.04
3 to 1	-60.68	-0.09
Total	− 19.90	+19.90

Como se ve, la ecuación (4.19) se satisface; es decir, la transferencia de calor es igual al trabajo realizado en el proceso cíclico, con signo contrario.

Comentarios

El proceso a presión constante también puede considerarse en términos de la entalpía. La transferencia de calor entre los estados 2 y 3 es

$$
\begin{aligned}
{}_2q_3 &= u_3 - u_2 - {}_2w_3 \\
&= u_3 - u_2 + P_2(v_3 - v_2) \\
&= (u_3 + P_3v_3) - (u_2 + P_2v_2) \\
&= h_3 - h_2
\end{aligned}
$$

Mediante la ecuación (3.22),

$$
{}_2q_3 = c_P(T_3 - T_2) = 0.2401(883.76 - 529.67) = 85.02 \text{ Btu/lbm}
$$

que es igual al valor antes obtenido, pero con la precisión de los valores empleados.

4.2.3 Otras relaciones de conservación

Para la cantidad de movimiento también es posible presentar dos enunciados de conservación: de la cantidad de movimiento lineal y del momento de la cantidad de movimiento. La conservación de la cantidad de movimiento lineal se empleó previamente con el fin de obtener la relación para la medida de la presión. Estos principios forman la base de la mecánica de sólidos y la mecánica de fluidos, que no se tratarán en este texto. Se les menciona ahora porque la forma de estas dos relaciones de conservación es muy semejante al enunciado de conservación de la masa y de conservación de la energía. La conservación de la cantidad de movimiento lineal queda fuera del alcance de la termodinámica clásica y se le estudia en cursos de mecánica de fluidos o de fenómenos de transporte. Si bien esta ecuación es necesaria para evaluar las distribuciones de velocidad en detalle dentro de sistemas fluentes, en este texto el enfoque es termodinámico y no hay necesidad de especificar ninguna distribución de velocidades; por lo tanto, no se requiere la solución de las ecuaciones de la cantidad de movimiento lineal. Este punto es semejante al tratado en referencia a la transferencia de calor (véase sección 2.5.2).

4.3 Formulación del volumen de control

Muchos sistemas se analizan más adecuadamente como un sistema fijo en el espacio que permite que la masa atraviese las fronteras. A ese sistema se le llama *volumen de control* (VC). La superficie límite *B* puede moverse, y la masa pasa por la frontera en las superficies de cruce. La mayor parte de los sistemas de flujo, entre ellos las bombas, turbinas, intercambiadores de calor y válvulas se analizan con los volúmenes de control.

Los principios de conservación de la masa y de la energía se presentan para una masa de control (MC) en la sección 4.2. La masa en cuestión siempre es inva-

riable, y el principio de conservación específica que se requiere para cambiar la propiedad de que se trate. Un enfoque distinto, pero equivalente considera un volumen de control y establese qué se necesita para cambiar la propiedad en el volumen de control. La diferencia radica en que deben tenerse en cuenta los cambios de las propiedades resultantes de los flujos en las entradas y salidas.

En la presente sección se adecuan a un volumen de control los principios de conservación expuestos en la sección 4.2. Son exactamente los mismos; pero hay que incluir contribuciones adicionales puesto que la masa cruza la frontera. En el apéndice F se da la justificación matemática de los términos complementarios.

4.3.1 Conservación de la masa

La masa que fluye dentro de un volumen de control específico debe ser igual a la masa que sale de dicho volumen de control; si esto no sucede, la masa dentro del volumen de control debe cambiar. La primera vez que se usa una manguera de jardín, en un principio no sale agua, ya que se está llenando la manguera. Lo anterior se enuncia como sigue:

> **El cambio de la masa dentro de un volumen de control es igual a la masa que entra menos la masa que sale.**

Este enunciado simplemente representa la "contabilidad" de la masa dentro del volumen de control en cualquier tiempo.

Sea $\dot{m}$ el símbolo que representa a la rapidez de flujo de masa. Todas las corrientes de flujo que entran al volumen de control, a través de la frontera del sistema, se suman para dar la rapidez del flujo total con que la masa entra al sistema:

$$\dot{m}_{en} = \sum_{en} m \tag{4.23}$$

En este caso, el subíndice en significa el flujo de masa en las entradas, constituido por las contribuciones de las múltiples corrientes que entran, cada una con su rapidez de flujo de masa individual m. En forma similar para las corrientes de salida, la rapidez del flujo de masa a la salida es

$$\dot{m}_s = \sum \dot{m} \tag{4.24}$$

donde el subíndice "s" significa salida.

Ahora, el balance de masa del volumen de control (VC) queda simplemente

$$\frac{\partial m_{VC}}{\partial t} = m_{en} - m_s = \sum_{en} \dot{m} - \sum_{s} \dot{m} \tag{4.25}$$

La ecuación anterior establece que el cambio de masa dentro del volumen de control es igual a la masa que entra al volumen de control por unidad de tiempo menos la masa que sale del volumen de control por unidad de tiempo. 0 sea, expresado brevemente, lo que queda en el volumen de control es igual a lo que entra menos lo que sale. La representación esquemática se muestra en la figura 4.2.

Uqa observación más detallada de cada término de la ecuación (4.25) toma en consideración cada elemento dentro del volumen de control y cada elemento en la frontera **de** cruce. La masa déntro del volumen de control se expresa como

$$m_{VC} = \int_{m_{VC}} dm = \int_{VC} \rho \, dV = \int_{VC} \frac{dV}{v} \qquad (4.26)$$

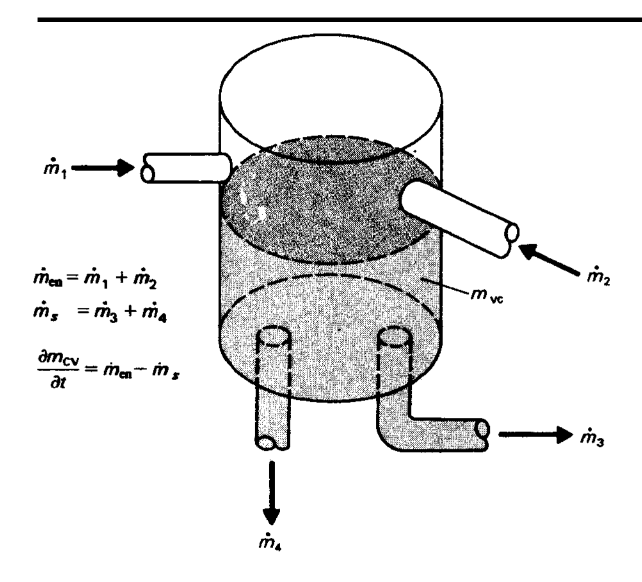


Figura 4.2 **Conservación** de la **masa** para un volumen de control.

El resultado es el mismo al expresado por la ecuación (4.4) y que se encontró al formular **la masa** de control.

Los **términos** correspondientes a la frontera se expresan en función de la velocidad local y **de** los elementos de **área.** Si se considera un elemento de **área** individual dA, con una rapidez de flujo de masa por unidad de área a través **de** este elemento de área **igual a** $d\dot{m}/dA$, se tiene

$$\dot{m} = \int_A \frac{d\dot{m}}{dA} \, dA$$

La rapidez del flujo de masa por unidad de área también se expresa **en** función de **la velocidad. El volumen barrido** por las **partículas fluidas en movimiento (Fig. 4.3) es**

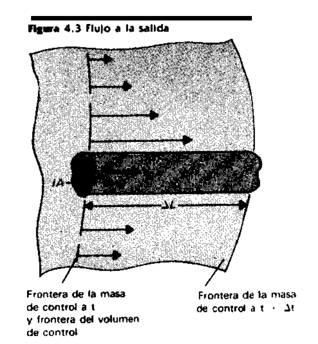


Figura 4.3 Flujo a la salida

$$\Delta L \cos \theta \, dA \qquad (4.27)$$

Para un incremento de tiempo At, la rapidez de flujo del volumen a través del elemento de área de la frontera está dada por

$$\frac{\Delta L \cos \theta \, dA}{\Delta t} \qquad (4.28)$$

pero el cociente de ΔL entre At cuando el incremento de tiempo tiende a cero es la magnitud de la velocidad:

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta L \cos\theta}{\Delta t} = |\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \qquad (4.29)$$

La velocidad es un vector; por lo tanto su producto punto con la normal que sale de la frontera de cruce es igual a la velocidad normal, o sea, $V\cos\theta$. Como resultado de lo anterior, la rapidez de flujo del volumen se escribe

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta L}{\Delta t} \cos\theta \, dA = |\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA \qquad (4.30)$$

La rapidez de flujo de masa por unidad de **área** de la frontera de cruce es

$$d\dot{m} = \rho |\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA \qquad (4.31)$$

Para la frontera B, con la frontera de cruce a la entrada denominada A_{en} y la frontera de cruce a la salida denominada A_s, se obtiene

$$\dot{m}_{en} = \int_{A_{en}} \rho |\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA = \int_{A_{en}} d\dot{m} \qquad (4.32)$$

Y

$$\dot{m}_s = \int_{A_s} \rho |\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA = \int_{A_s} d\dot{m} \qquad (4.33)$$

El enunciado de conservación de la masa queda entonces

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{CV} \rho \, dV\right) = \int_{A_{en}} \rho |\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA - \int_{A_s} \rho |\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA \qquad (4.34a)$$

Para entradas y salidas múltiples se transforma en

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{CV} \rho \, dV\right) = \sum_{en} \int_{A_{en}} d\dot{m} - \sum_{s} \int_{A_s} d\dot{m} \qquad (4.34b)$$

Existen otras formas importantes de estas ecuaciones, así como numerosas idealizaciones útiles. La expresión particular que se emplee depende del problema en consideración. En la sección 4.4 se les estudiará con **más** detalle. Un caso particular considera que no entra ni sale masa del volumen de control. La conservación de la masa se reduce a

$$\frac{dm_{CV}}{dt} = 0 \qquad (4.35)$$

o bien integrando con respecto al tiempo,

$$m_{CV} = \text{constante} \qquad (4.36)$$

lo cual se supuso para dicho sistema todo el tiempo y corresponde exactamente a la expresión de la masa de control **[Ec. (4.2)]**.

4.3.2 Conservación de la energía

La masa que fluye dentro del volumen de control porta energía y lo mismo sucede con la masa que sale de él. La ganancia neta de energía entre la entrada y la salida debe ser igual al cambio de energía dentro del volumen de control más el calor transferido y el trabajo realizado. El término trabajo requiere especial atención ya que el fluido en movimiento realiza trabajo al entrar al volumen de control y al salir de éste. El enunciado de **conservación** es el siguiente:

El cambio de la energía dentro del volumen de control es igual al transporte neto de energía al volumen de control más el calor transferido y el trabajo realizado sobre el volumen de control

Esto se muestra esquemáticamente en la figura 4.4.

Permítase a E, llamada *flujo de* energía, representar a la energía transportada por el fluido al entrar y salir. Nuevamente el punto sobre la letra significa la rapidez de flujo de energía como en el caso de la rapidez de flujo de masa. La energía dentro del volumen de control se expresa por E_{vc}, por lo que la conservación de la energía se escribe como

$$\frac{\partial E_{CV}}{\partial t} = E_s + Q_{VC} + W \qquad (4.37)$$

o bien, en términos de entradas y salidas,

$$\frac{\partial E_{CV}}{\partial t} = \dot{E}_{en} - \dot{E}_s + \dot{Q}_{VC} + \dot{W} \qquad (4.38)$$

Cada término necesita de consideraciones detalladas.

El cambio de energía dentro del volumen de control está dado por

$$\frac{\partial E_{CV}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e \, dV\right) \qquad (4.39)$$

$\dot{Q}$ $\dot{W}$

$\dot{E}_1, \dot{m}_1$

$\dot{m}_2, \dot{E}_2$

m_{VC} E_{VC}

$\dot{m}_3, \dot{E}_3$

$\dot{m}_4, \dot{E}_4$

$\dot{E}_{en} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2$

$\dot{E}_s = \dot{E}_3 + \dot{E}_4$

Figura 4.4 Conservación de la energía para un volumen de control.

Que representa el cambio total de la energía dentro del volumen de control como la suma de las contribuciones de los elementos del volumen. Con frecuencia a este término se le conoce como el *de almacenamiento de energía,* ya que en esta expresión se incluye cualquier acumulación de la energía dentro del volumen de control.

El flujo de masa transporta energía dento y fuera del volumen de control. Estas contribuciones se representan con $\dot{E}_{en}$ y $\dot{E}_s$, respectivamente. El desarrollo del término de la rapidez del flujo de masa, en la conservación de la masa, se extiende para incluir el transporte de energía. La ecuación (4.31) representa la rapidez de flujo de masa por elemento unitario de área de la frontera. El fluido lleva energía a través de cada elemento, así que la energía transportada por el elemento de fluido es igual al producto de la ecuación (4.31) por la energía específica total, o sea

$$d\dot{E} = e\rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA = e\,d\dot{m} \tag{4.40}$$

La suma, o integral, sobre todas las fronteras de entrada y salida conduce a

$$\dot{E}_{en} = \int_{A_{en}} e\rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA = \int_{A_{en}} e\,d\dot{m} \tag{4.41}$$

y

$$\dot{E}_{s} = \int_{A_{s}} e\rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA = \int_{A_{s}} e\,d\dot{m} \tag{4.42}$$

Por consiguiente, la energía neta transportada dentro del volumen de control por el fluido en movimiento es

$$\begin{aligned}\dot{E}_{net} &= \int_{A_{en}} e\rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA - \int_{A_{s}} e\rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA \\ &= \int_{A_{en}} e\,d\dot{m} - \int_{A_{s}} e\,d\dot{m}\end{aligned} \tag{4.43}$$

La ecuación (4.37) junto con las ecuaciones (4.39) y (4.43) conduce a

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e\,dV\right) = \int_{A_{en}} e\,d\dot{m} - \int_{A_{s}} e\,d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W} \tag{4.44}$$

que para entradas y salidas múltiples queda

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e\,dV\right) = \sum_{en}\int_{A_{en}} e\,d\dot{m} - \sum_{s}\int_{A_{s}} e\,d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W} \tag{4.45}$$

Contribución de la transferencia de calor

El calor transferido al volumen de control es la energía transportada a través de cualquier porción de la frontera. Esta transferencia de energía es la misma que se consideró al estudiar la masa de control y gerieralmente tiene lugar a lo largo de la frontera interior del volumen de control.

Contribución del trabajo

El término del trabajo en la conservación de la energía incluye la formulación general contenida en la sección 2.5.1. Las contribuciones del trabajo PdV, del traba-

jo eléctrico y de otras formas de trabajo que transportan energía a través de la frontera se incorporan al balance de energía. Existen tres formas de trabajo que no se consideraron en la sección 2.5.1, pero que deben tomarse en cuenta al estudiar la contribución del trabajo cuando se permite el movimiento del fluido. La definición general del trabajo es

$$\partial W = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}$$

La rapidez con que se realiza el trabajo es

$$\dot{W} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\delta W}{\cdot \Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}}{\Delta t} \tag{4.46}$$

Con la velocidad definida como

$$\mathbf{V} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{d\mathbf{s}}{\text{At}} \tag{4.47}$$

la rapidez con que se realiza un trabajo sobre un elemento de fluido se escribe

$$\dot{W} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{V} \tag{4.48}$$

El trabajo ***de corte*** resulta cuando el fluido fluye sobre una frontera donde el elemento de frontera dA ejerce una fuerza sobre dicho fluido. Esta fuerza se expresa en función del esfuerzo cortante como τdA. De esta forma, el trabajo realizado por el fluido es el trabajo de corte y corresponde a

$$\delta \dot{W}_{\text{corte}} = \tau \, dA \cdot \mathbf{V} \tag{4.49}$$

El trabajo de corte realizado en toda la frontera B es

$$\dot{W}_{\text{corte}} = \int_B \delta \dot{W}_{\text{corte}} = \int_B \tau \cdot \mathbf{V} \, dA \tag{4.50}$$

La contribución de este término queda determinada al elegir una frontera en particular. En todas las fronteras internas que coinciden con una superficie sólida, el fluido se “pega” a la pared, por lo que la velocidad es cero y la contribución del trabajo de corte para esta frontera interior es cero. A las entradas y salidas del volumen de control, el flujo generalmente es normal al elemento de área y dado que la componente normal del esfuerzo cortante es cero, el trabajo de corte es cero en ese caso. Cuando el volumen de control incluye un eje cruzando sus fronteras e interactúa con el fluido mediante un movimiento de corte, esta contribución se incluye bajo un nombre diferente, ***trabajo*** de eje **(véase** el **párrafo** siguiente) y no se incluye aquí. Otras contribuciones del término de trabajo de corte son posibles pero rara vez significativas, por lo que no se tratan.

El ***trabajo de corte*** es una contribución que resulta de la rotación de una rueda con aspas, o rotor de turbina, dentro del volumen de control. El eje atraviesa la frontera y transfiere energía entre el volumen de control y los alrededores. Realmente el termino de trabajo de eje es el resultado de las fuerzas de corte actuando sobre

el aspa de la rueda, aunque la respuesta medible del volumen de control es la rotación del eje. Esta es una forma de trabajo directamente aprovechable. A esta contribución del trabajo se le llama trabajo *de* eje W_{eje}. Por lo general, este trabajo es el **resultado** deseado de los **cálculos** de trabajo, ya que es directamente aprovechable.

El ***trabajo de flujo se*** relaciona con la fuerza normal a la frontera. Esta fuerza normal incluye las contribuciones de la presión y de los efectos viscosos, si bien predomina la fuerza de presión en muchas aplicaciones. En la frontera interna, el trabajo neto es cero porque la pared equilibra la fuerza del fluido. En la frontera de cruce, la fuerza de presión es $-PdA$ y actúa sobre un elemento de área que es perpendicular a la componente normal de la velocidad V . n. Por lo tanto, el trabajo de flujo en las fronteras de cruce es

$$\dot{W}_{flujo} = -\int_B P\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}\, dA \qquad (4.51)$$

Con la expresión de la rapidez de flujo de masa dada en las ecuaciones (4.3 1) a (4.33) y multiplicando por $\rho v = 1$, se encuentra

$$\dot{W}_{flujo} = -\int_B Pv\rho\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}\, dA = \int_{A_{en}} Pv\, d\dot{m} - \int_{A_s} Pv\, d\dot{m} \qquad (4.52)$$

En resumen, la rapidez con que se realiza un trabajo, en la formulación del volumen de control, es la suma de los trabajos de corte, de eje y de flujo, además de las formas generales estudiadas en la sección **2.5.1.** Puesto que el trabajo de corte comúnmente-es igual a cero por las razones antes vistas, el trabajo del volumen de control es

$$\begin{aligned}\dot{W} &= \dot{W}_{corte}^{\nearrow 0} + \dot{W}_{eje} + \dot{W}_{gen} + \dot{W}_{flujo}\\ &= \dot{W}_{eje} + \dot{W}_{gen} + \int_{A_{en}} Pv\, d\dot{m} - \int_{A_s} Pv\, d\dot{m} \qquad (4.53a)\end{aligned}$$

El término $\dot{W}_{gen}$ incluye los trabajos PdV, eléctrico, etc. de la ecuación (2.31) y se combina con $\dot{W}_{eje}$, expresándose en las ecuaciones siguientes como W_{vc}. Así,

$$\begin{aligned}\dot{W} &= \dot{W}_{eje} + \dot{W}_{gen} + \int_{A_{en}} Pv\, d\dot{m} - \int_{A_s} Pv\, d\dot{m}\\ &= \dot{W}_{VC} + \int_{A_{en}} Pv\, d\dot{m} - \int_{A_s} Pv\, d\dot{m} \qquad (4.53b)\end{aligned}$$

Expresión para la conservación de **la energía**

La conservación de la energía para un volumen de control se obtiene de la ecuación (4.37) junto con las ecuaciones (4.39) (4.43) y (4.53 *b*) Estas sustituciones conducen a

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{CV} \rho e\, dV\right) &= \int_{A_{en}} e\, d\dot{m} + \int_{A_{en}} Pv\, d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC}\\ &\quad - \int_{A_s} e\, d\dot{m} - \int_{A_s} Pv\, d\dot{m} \qquad (4.54)\end{aligned}$$

Combinando las integrales y arreglando nuevamente se obtiene

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e\, dV\right) = \int_{A_{en}} (e + Pv)\, d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} - \int_{A_s} (e + Pu)\, d\dot{m} \quad (4.55)$$

Este enunciado de conservación dice que el cambio de la energía dentro del volumen de control es igual a las contribuciones de la energía que entra menos las contribuciones de la energía que sale. El balance de energía también se expresa en términos de corrientes múltiples de entrada y corrientes múltiples de salida como

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e\, dV\right) = \sum_{en} \int_{A_{en}} (e + Pv)\, d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} - \sum_{s} \int_{A_s} (e + Pv)\, d\dot{m} \quad (4.56)$$

Los resultados obtenidos para la conservación de la masa en la ecuación (4.34) se comparan con los de la conservación de la energía en la ecuación(4.56). Ambos describen cambios de las propiedades dentro del volumen de control; en la ecuación (4.34) esa propiedad es la masa, en tanto que en la ecuación (4.56) es la energía. Dichos cambios son iguales a las contribuciones de aquello que entra menos las contribuciones de aquello que sale. En el caso de la conservación de la masa, dichas contribuciones equivalen a la rapidez del flujo de masa. Para la conservación de la energía, con la convención de signos indicada en la figura 4.1, la contribución de entrada está constituida por transferencia de calor, flujo de energía, trabajo de flujo y trabajo, en tanto que las contribuciones de salida son el flujo de energía y el trabajo de flujo.

Un término muy importante que aparece en las expresiones de flujo corresponde a la suma de la energía específica total y el producto Pv. El término Pv resulta del trabajo de flujo realizado cuando el fluido entra y sale del volumen de control. La energía total es la suma de las energías interna, cinética y potencial, por lo tanto

$$e + Pv = \frac{E}{m} + Pv = u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c} + Pv \quad (4.57)$$

La entalpía se define como $h = u + Pv$, entonces

$$e + Pv = h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c} \quad (4.58)$$

lo que representa otra aplicación importante de la entalpía. La ecuación (4.56) se escribe ahora

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e\, dV\right) = \sum_{en} \int_{A_{en}} \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} - \sum_{s} \int_{A_s} \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) d\dot{m} \quad (4.59)$$

donde $e = u + \frac{1}{2} \mathbf{V}^2/g_c + gZ/g_c$. Brevemente, lo que expresa es que lo que queda en el sistema es igual a lo que entra menos lo que sale.

Como en el caso de la conservación de la masa, cierto número de idealizaciones importantes tienen significado práctico. La primera se refiere a las corrientes de entrada y de salida, las otras se relacionan con el volumen de control y se estudiarán con detalle en la sección. 4.4. Para el caso particular en que ninguna masa entre al volumen de control o salga de éste, todas las $\dot{m}$ son cero y la ecuación (4.59) se reduce a la forma de la masa de control:

$$\frac{d}{dt}\left(\int_{VC} \rho e\, dV\right) = \frac{dE_{VC}}{dt} = \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} \quad (4.60)$$

Como $\dot{W}_{gen}$ está incluido en el término de trabajo, resulta la misma expresión que se obtuvo previamente para la masa de control [Ec. (4.22)]. Si no hay transferencia de energía, el resultado es

$$\frac{dE_{VC}}{dt} = 0 \quad (4.61)$$

correspondiendo al resultado para un sistema aislado.

4.4. Análisis del volumen de control

El análisis de un sistema requiere consideraciones detalladas de las entradas al volumen de control y de las salidas de éste, así como del estado dentro del volumen de control. Las consideraciones espaciales se refieren tanto a las entradas y salidas como al volumen mismo. Las ***propiedades uniformes*** son constantes espacialmente, pero pueden variar con el tiempo; esto significa que el estado a través de la frontera de cruce, en las entradas y en las salidas, se describe mediante valores únicos de las propiedades para cualquier tiempo. Propiedades uniformes dentro del volumen de control indican que todos los elementos dentro de dicho volumen tienen un mismo valor de las propiedades en cualquier tiempo. Las ***propiedades no uniformes*** varian espacialmente. La variación con el tiempo se refiere tanto a las entradas y salidas como al volumen de control. Las condiciones de flujo en ***estado estable*** a las entradas y salidas significan que no hay variación de las propiedades con el tiempo. La densidad, la velocidad, la energía interna específica, etc. tienen valores constantes para todos los tiempos. Las propiedades en estado estable dentro del volumen de control indican que no hay ninguna acumulación dentro del volumen de control que cause la variación con el tiempo de las propiedades dentro de dicho volumen. Las condiciones de ***estado inestable o transitorio*** implican variaciones con el tiempo, sea en las entradas y salidas o dentro del volumen de control. En resumen, las variaciones espaciales se describen por uniforme o no uniforme, en tanto que las variaciones con el tiempo se indican por estado estable o estado transitorio.

4.4.1 Consideraciones sobre la entrada y la salida

La rapidez del flujo de masa en la entrada o en la salida se dio previamente [Ec. (4.32) o (4.33)]:

$$\dot{m}_i \int_A = \frac{dm}{dt} \int_A = \rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA \qquad (4.62)$$

donde todas las cantidades de la integral pueden variar con el tiempo y el espacio. Por lo tanto, esta es la forma general no uniforme y transitoria para entradas y salidas. Todas las consideraciones en los problemas deben partir de esta expresión y mediante la aplicación de idealizaciones apropiadas se le puede reducir a formas útiles para un problema en particular. A continuación se verán algunas de las idealizaciones más comunes.

Si la ***velocidad y la densidad (o volumen específico) son uniformes a través de*** los accesos y en estos la velocidad es normal, entonces $|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}| = \mathbf{V}$ y la rapidez del flujo de masa en la ecuación (4.62) se reduce a

$$\dot{m}_{en} = (\rho\mathbf{V}A)_{en} = \left(\frac{\mathbf{V}A}{v}\right)_{en} \qquad (4.63)$$

$$\dot{m}_s = (\rho\mathbf{V}A)_s = \left(\frac{\mathbf{V}A}{v}\right)_s \qquad (4.64)$$

para una sola entrada y una sola salida. Estas expresiones se emplean cuando la información dada se interpreta como de valores promedio. En muchos problemas se especifican únicamente las dimensiones de la entrada y las de la salida, así como las velocidades; en estos casos las ecuaciones (4.63) y (4.64) se aplican directamente.

Con frecuencia los instrumentos para medir el flujo se calibran para indicar la ***rapidez del flujo volumétrico*** $\dot{V}$. Dado que la conservación de la masa en su forma más simple se escribe en función de la rapidez del flujo de masa ti, ex conveniente tener alguna relación entre $\dot{m}$ y $\dot{V}$. La rapidez de flujo volumétrico se convierte rápidamente a rapidez de flujo de masa cuando la densidad o el volumen específico son uniformes en las entradas y en las salidas; si en estos puntos se le divide entre el volumen específico del material que fluye, se obtiene

$$\dot{m} = \frac{\dot{V}}{v} \qquad (4.65)$$

Consideraciones de ***inestabilidad*** en las entradas y salidas resultan cuando la rapidez del flujo de masa varía con el tiempo, generalmente debido a variaciones de la velocidad del fluido con el tiempo. Estas condiciones generalmente requieren de la suma todos los incrementos de tiempo o de una integración de la rapidez de flujo de masa en las entradas y en las salidas respecto al tiempo. La masa transportada dentro o fuera del volumen de control desde t_1 hasta t_2 resulta

$$\int_{t_1}^{t_2} \dot{m}\,dt = m \qquad (4.66)$$

La masa sin subíndices ni punto coronándola, en el lado derecho de la ecuación, representa a la masa total que cruza el volumen de control durante el intervalo de tiempo $t_2 - t_1$.

Los términos de entrada y de salida en la conservación de la energía [véase ecuación (4.56)) son

$$\int_A (e + Pv)\, d\dot{m} = \int_A (e + Pv)\rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}|\, dA \qquad (4.67)$$

donde $e = u + \frac{1}{2}\mathbf{V}^2/g_c + gZ/g_c$. Esta forma general incluye propiedades no uniformes y variaciones inestables con el tiempo. Nuevamente, las idealizaciones simplificadoras resultan útiles, como en el caso de la rapidez de flujo de masa.

Si ***las propiedades (h y v) y la velocidad son uniformes*** en las entradas y las salidas, los términos de la frontera de cruce son

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)\dot{m} \qquad (4.68)$$

Que combinados con las ecuaciones (4.63) y (4.64) para $\dot{m}$ dan

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_{en}(\rho\mathbf{V}A)_{en} \qquad (4.69)$$

Y

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_s(\rho\mathbf{V}A)_s \qquad (4.70)$$

Cuando se debe incluir la ***variación con el tiempo***, es frecuente que se necesite la integración de la ecuación (4.67). Esta contribución toma la forma

$$\int_{t_1}^{t_2}\int_A (e + Pv)\, d\dot{m}\, dt \qquad (4.71)$$

que representa todas las contribuciones de $(e + Pv)\, dm$ para $t_2 - t_1$. Si en las entradas y en las salidas las propiedades son ***uniformes, en estado estable*** ($e + Pv$ = constante), dicho término queda

$$(e + Pv)m = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)m \qquad (4.72)$$

Tabla 4.1 **Expresiones** de masa y de energía para un volumen de control.

	No uniforme e inestable	Uniforme	Integración en el tiempo para estado transitorio
Entradas y salidas	$\dot{m} = \int_A d\dot{m} = \int_A \rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA$	$\dot{m} = \rho\mathbf{V}A$	$\int_{t_1}^{t_2}\dot{m}\,dt = m$
	$\int_A (e+Pv)\,d\dot{m} = \int_A (e+Pv)\rho|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA$	$(e+Pv)\dot{m}$	$\int_{t_1}^{t_2}\int_A (e+Pv)\,d\dot{m}\,dt = (e+Pv)m$ Con propiedades de estado uniformes y estables (no necesariamente $\dot{m}$)
Dentro del volumen de control	$m_{VC} = \int_{VC} \rho\, dV$	$m_{VC} = (\rho V)_{VC}$	$\int_{t_1}^{t_2}\frac{\partial m_{VC}}{\partial t}dt = m_2 - m_1$
	$E_{VC} = \int_{VC} \rho e\, dV$	$E_{VC} = (\rho eV)_{VC} = (me)_{VC}$	$\int_{t_1}^{t_2}\frac{\partial E_{VC}}{\partial t}dt = E_2 - E_1 = (em)_2 - (em)_1$ con propiedades uniformes

• Aquí $e = u + \frac{1}{2}\mathbf{V}^2/g_c + gZ/g_c$.

La ecuación (4.72) requiere que e + Pv sea uniforme y en estado estable, pero $d\dot{m}$ puede no ser uniforme y estar en estado transitorio.

Todas las ecuaciones antes mencionadas junto con las idealizaciones requeridas se presentan en la tabla 4.1.

4.4.2 Consideraciones dentro del volumen de control

Las idealizaciones que se refieren a las entradas y a las salidas también pueden referirse a los términos que describen las propiedades dentro del volumen de control. La forma general para la masa dentro del volumen de control [Ec. (4.26)] es

$$m_{VC} = \int_{VC} \rho \, dV \tag{4.73}$$

que incluye variaciones no uniformes de las propiedades.

Si la ***densidad (o volumen específico) es uniforme*** dentro del volumen de control, se tiene

$$m_{VC} = (\rho V)_{VC} \tag{4.74}$$

También, en algunas aplicaciones las propiedades dentro del volumen de control varían con el tiempo, por lo que se requiere la integración de la conservación de la masa para el intervalo de tiempo considerado. La variación de la masa con el tiempo o la contribución transitoria se expresa

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial m_{VC}}{\partial t} dt = m_2 - m_1 \tag{4.75}$$

El lado derecho de la ecuación (4.75) representa la masa dentro del volumen de control al tiempo t_2 menos la masa dentro del volumen de control al tiempo t_1.

La energía dentro del volumen de control está dada por

$$E_{VC} = \int_{VC} \rho e \, dV \tag{4.76}$$

donde $e = u + \frac{1}{2} \mathbf{V}^2/g_c + gZ/g_c$. Este término representa la energía contenida dentro del volumen de control en su forma más general, incluyendo posibles variaciones no uniformes y transitorios.

Cuando la energía total y la densidad dentro del volumen de control se idealizan como ***uniformes*** en el espacio, se obtiene

$$E_{VC} = (\rho e V)_{VC} = (me)_{VC} \tag{4.77}$$

donde se empleó la ecuación (4.74). Esta expresión es importante ya que un solo valor describe la energía completa del volumen de control.

En problemas de arranque y de llenado se describe la acumulación de la masa y de la energía dentro del volumen de control. De esta consideración transitoria resulta un término de almacenamiento de energía. Generalmente se necesita integrar respecto al tiempo y la expresión requerida es

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial E_{VC}}{\partial t}\, dt = E_2 - E_1 \qquad (4.78)$$

donde E_2 y E_1 son las energías dentro del volumen de control a t_2 y t,, respectivamente, Cuando de nuevo se supone que las propiedades son *uniformes* dentro del volumen de control en cierto instante, se obtiene

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial E_{VC}}{\partial t}\, dt = (em)_2 - (em), \qquad (4.79)$$

Todas las expresiones anteriores, con las idealizaciones apropiadas, se presentan en la tabla 4.1.

Se han estudiado las entradas y salidas separadamente de las propiedades dentro del volumen de control ya que los términos tienen significados muy diferentes y dan por resultado formas distintas de las diversas idealizaciones. La tabla 4.1 resume las consideraciones anteriores pero no todas las condiciones posibles. A continuación se estudiarán dos tipos de problemas, que tienen lugar con frecuencia en los análisis de ingeniería, combinados con las idealizaciones anteriores; en ambos se consideraran las propiedades uniformes.

4.4.3 Análisis en estado estable

El análisis de una operación a largo plazo para un componente particular o para un sistema completo elimina la necesidad de describir el periodo de arranque inicial y permite considerar la operación en estado estable en que no hay acumulación ni de masa ni de energía dentro del volumen de control. Así

$$\frac{\partial m_{VC}}{at} = 0 \qquad (4.80)$$

$$\frac{\partial E_{VC}}{at} = 0 \qquad (4.81)$$

La conservación de la masa y de la energía en las ecuaciones (4.34) y **(4.55),** se escribe

$$0 = \int_{A_{en}} \rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}|\, dA - \int_{A_s} \rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}|\, dA \qquad (4.82)$$

o

$$\int_{A_{en}} d\dot{m} = \int_{A_s} d\dot{m} \qquad (4.83)$$

Y

$$0 = \int_{A_{en}} (e + Pu)\, d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} - \int_{A_s} (e + Pu)\, d\dot{m} \qquad (4.84)$$

donde $e = u + \frac{1}{2}\mathbf{V}^2/g_c + gZ/g_c$. Considerando las propiedades uniformes a las entradas y a las salidas se obtiene (véase tabla 4.1)

$$\dot{m}_{en} = \dot{m}_s \tag{4.85}$$

Y

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_{en} \dot{m}_{en} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_s \dot{m}_s \tag{4.86}$$

Estas expresiones constituyen la base de muchos análisis de componentes de ciclos que se presentarán en los capítulos siguientes. Los subíndices en y s representan todas las entradas y salidas. En resumen, estas dos expresiones establecen que "lo que entra es igual a lo que sale".

4.4.4 Análisis en estado inestable

Las variaciones con el tiempo tienen lugar en problemas de llenado o descarga, así como en consideraciones de arranque o de apagado. El análisis de estado transitorio se requiere cuando hay acumulación o almacenamiento dentro del volumen de con trol o variaciones con el tiempo a las entradas o a las salidas. La integración de los enunciados de conservación en las ecuaciones (4.25) y (4.55) desde t_1 hasta t_2, empleando la tabla 4.1, da

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial m_{VC}}{\partial t}\, dt = \int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_{en}\, dt - \int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_s\, dt \tag{4.87}$$

0

$$m_2 - m_1 = m_{en} - m_s \tag{4.88}$$

y

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} e\rho\, dV\right) dt = \int_{t_1}^{t_2}\int_{A_{en}} (e + Pv)\, d\dot{m}\, dt + \int_{t_1}^{t_2} \dot{Q}_{CV}\, dt + \int_{t_1}^{t_2} \dot{W}_{VC}\, dt - \int_{t_1}^{t_2}\int_{A_s} (e + Pv)\, d\dot{m}\, dt \tag{4.89}$$

Cuando las propiedades se consideran uniformes (a las entradas y a las salidas, así como dentro del volumen de control) y las entradas y salidas están en estado estable, la tabla 4.1 da las expresiones simplificadas. Los términos de transferencia de calor y de trabajo son

$$\int_{t_1}^{t_2} \dot{Q}\, dt = {}_1Q_2 \tag{4.90}$$

Y

$$\int_{t_1}^{t_2} \dot{W}\, dt = {}_1W_2 \tag{4.91}$$

donde los términos del lado derecho representan la transferencia de calor y el trabajo realizado para $t_2 - t_1$.

En la conservación de energía, lo anterior conduce a

$$\begin{aligned}(em)_2 - (em)_1 &\equiv \left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_2 m_2 - \left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_1 m_1 \\ &= \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_{en} m_{en} + {}_1Q_2 + {}_1W_2 \\ &\quad - \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_s m_s \qquad (4.92)\end{aligned}$$

Esta ecuación incluye el término de almacenamiento transitorio dentro del volumen de control y todos los términos de flujo a las entradas y salidas (términos con los subíndices en y s). En forma breve, la conservación de la energía establece que el cambio de la energía del sistema es igual a la energía que entra menos la energía que sale.

Estas dos idealizaciones para la conservación de la masa y de la energía se resumen en la tabla 4.2.

4.5 Aplicaciones del volumen de control

En el análisis termodinámico existen tres subdivisiones principales.

1. Localización del volumen de control

El volumen de control debe indicarse en el dibujo del sistema, distinguiendo cuidadosamente entre frontera de cruce y frontera interior. Indique las transferencias de energía. La frontera se elige en forma que el proceso de interés (flujo de masa, trabajo, transferencia de calor) la cruce cuando se busca la solución para esa cantidad. Los enunciados de conservación conectan los resultados deseados con otras cantidades, que deben conocerse si se quiere evaluar la cantidad buscada.

2. Enunciados de conservación

La conservación de la masa y de la energía se aplica al volumen de control. El primer punto a considerar es la variación con el tiempo para el problema. ¿Cuál de los análisis entre estado transitorio o estado estable es el apropiado? El segundo punto es la variación espacial de las entradas y de las salidas, así como dentro del volumen de control. ¿Son uniformes las propiedades dentro del volumen de control o a las entradas y a las salidas? Todas las idealizaciones deben considerarse cuidadosamente.

3. Propiedades

Para determinar el estado de una sustancia simple y compresible, se requieren dos propiedades. Para obtener resultados se necesita disponer de información tabulada o de ecuaciones de estado.

Con frecuencia y dependiendo del problema, estos tres pasos se realizan simultáneamente 0 en forma iterativa.

En esta sección los resultados presentados en las secciones 4.3 y 4.4 se aplican a componentes típicos en ingeniería; se les ha subdividido en cuatro subsecciones, según si dichos componentes requieren de un análisis de estado estable o de estado transitorio y si existen o no interacciones de trabajo. Las ecuaciones iniciales para todas las aplicaciones se presentaron en las secciones 4.3 y 4.4 y en la tabla 4.2 se dan algunas aplicaciones importantes.

4.5.1 Aplicaciones del trabajo en estado estable

Las turbinas, los compresores, las bombas y los ventiladores son aparatos ordinarios, en estado estable, que presentan interacciones de trabajo con los alrededores; por lo general, todos ellos tienen sólo una entrada y una salida. También, el cambio de la energía potencial desde la entrada hasta la salida suele ser muy pequeño. Por lo tanto, la tabla 4.2 da

Masa:

$$\dot{m}_{en} = \dot{m}_s$$

Energía:

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_{en} \dot{m}_{en} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_s \dot{m}_s$$

o

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_{en} + q_{VC} + w_{VC} = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_s \tag{4.93}$$

Tabla 4.2 Casos particulares en el análisis del volumen de control.

Estado estable con propiedades uniformes
Masa: $\sum_{en} \dot{m}_{en} = \sum_s \dot{m}_s$
Energía: $\sum_{en}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} = \sum_s\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)\dot{m}$
Estado transitorio con propiedades uniformas y propiedades da astado estable en las entradas O salidas
Masa: $m_2 - m_1 = m_{en} - m_s$
Energía: $\left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_2 m_2 - \left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_1 m_1$ $= \sum_{en}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)m + {}_1Q_2 + {}_1W_2 - \sum_s\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)m$

Una turbina es un componente productor de potencia, que realiza trabajo mediante la rotación de un eje. El fluido a presión elevada se expande hasta una presión inferior, realizando trabajo contra las aspas de la turbina. Con frecuencia, pero no

siempre, los cambios de las energías cinética y potencial son pequeños. La transferencia de calor a los alrededores también es generalmente pequeña en comparación con el trabajo producido. En la figura 4.5a se muestra un dibujo esquemático de una turbina.

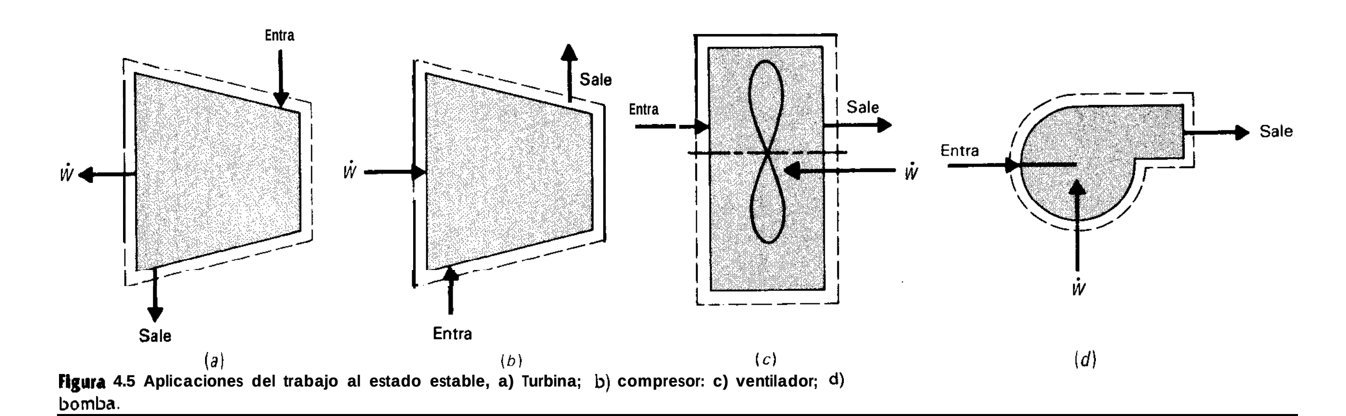


Figura 4.5 Aplicaciones del trabajo al estado estable, a) Turbina; b) compresor: c) ventilador; d) bomba.

Los compresores requieren una entrega de trabajo para producir una presión alta a la salida, a partir de la baja presión en la entrada; con frecuencia emplean un fluido de trabajo gaseoso. Por otra parte, los ventiladores se usan para mover un fluido a velocidades altas, más que para producir grandes cambios de la presión. Las bombas también requieren de una entrega de trabajo y se les asocia generalmente con líquidos. Estos tres aparatos requieren entrada de trabajo y casi siempre tienen pequeñas transferencias de calor. La representación esquemática de estas aplicaciones de trabajo en estado estable se muestran en la figura 4.5 *b,* c, y *d*

Ejemplo 4.4

Una turbina de vapor se diseña para que entregue una potencia de 9 MW cuando la rapidez del flujo másico es igual a 17 kg/s. A la entrada el estado se encuentra a 3 MPa, 450°C y 200 m/s; a la salida el estado es de vapor saturado a 0.5 MPa y 80 m/s. ¿Cuál es el calor transferido en esta turbina? Véanse los diagramas adjuntos.

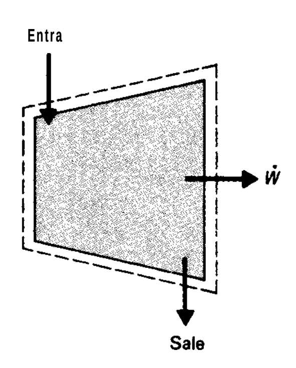
Solución

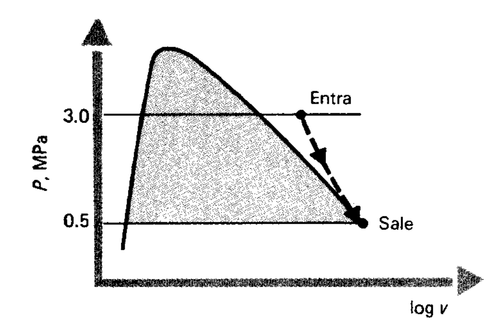
Los enunciados de conservación para una sola entrada y una sola salida son

Masa: $$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\mathrm{VC}} \rho\, dV\right) = \int_{A_{\mathrm{en}}} d\dot{m} - \int_{A_s} d\dot{m}$$

Energía: $$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\mathrm{VC}} \rho e\, dV\right) = \int_{A_{\mathrm{en}}}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) d\dot{m} + \dot{Q}_{\mathrm{VC}} + \dot{W}_{\mathrm{VC}} - \int_{A_s}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) d\dot{m}$$

Diagramas





Todos los enunciados del problema señalan una operación estable, por lo que los términos de almacenamiento (dentro del volumen de control) son cero. Igualmente, no existe variación con el tiempo en los accesos, por lo que el análisis corresponde al de un estado estable. Como sólo se da un valor para las propiedades de la entrada y de la salida, éstas se consideran uniformes y las expresiones se encuentran en la ecuación (4.68). Por lo tanto, las ecuaciones indicadas son

Masa:

$$\dot{m}_{en} = \dot{m}_s$$

Energía:

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_{en} \dot{m}_{en} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_s \dot{m}_s$$

que son las mismas que se presentaron en la tabla 4.2 para una sola entrada y una sola salida. Considerando que el cambio de la energía potencial es pequeño en comparación con otros términos, se encuentra

$$Q_{VC} = -\dot{W}_{VC} + \dot{m}(h_s - h_{en}) + \frac{\dot{m}}{2g_c}(\mathbf{V}_s^2 - \mathbf{V}_{en}^2)$$

La información sobre las propiedades se obtiene de las tablas D.9 y D.10:

Estado	P, MPa	T, °C	x	h, kJ/kg
Entra	3.0	450	—	(3343.1)
Sale	0.5	—	1.0	(2746.6)

Sustituyendo los valores numéricos se tiene

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{VC} &= 9000 + 17(2747.6 - 3343.1) + \tfrac{17}{2}(80^2 - 200^2)\tfrac{1}{1000} \\ &= 9000 - 10{,}124 - 286 \text{ kW} \\ &= -1410 \text{ kW} = -4.81 \text{ MBtu/h}\end{aligned}$$

Obsérvese que el término para el cambio de la energía cinética requiere la conversión de watts a kilowatts cuando la rapidez del flujo másico se expresa en kilogramos por segundo y la velocidad en metros por segundo.

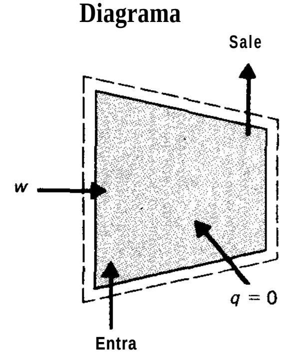
Comentarios

Ante todo, la rapidez de transferencia de calor tiene lugar de la turbina hacia los alrededores, tal como se esperaba. La transferencia de calor es igual a 1410/9000 = 15.6% respecto al trabajo realizado por la turbina. Igualmente, la contribución de la energía cinética es únicamente de 286/10,124 = 2.8% del cambio de la entalpía y con frecuencia se le desprecia.

Ejemplo 4.5

Se necesita un compresor que proporcione aire a 5 atm y 400°F para una planta estacionaria de potencia. El aire entra a 1 atm y 70°F. A la salida la velocidad es de 80 ft/s. Evalúe el trabajo por unidad de masa requerido por un compresor adiabático.

Diagrama



Solución

La información de los estados es la siguiente:

Estado	P, atm	T, °F	h, Btu/lbm
Sale	1	70	
Entra	5	400	

Como se conocen dos propiedades independientes para cada estado, la información restante se puede obtener.
En la ecuación (4.93) se dieron los enunciados de conservación como

Masa:

$$\dot{m}_{en} = \dot{m}_s$$

Energía:

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_{en} + q_{VC} + w_{VC} = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_s$$

Con frecuencia, el área a la entrada del compresor es muy grande, por lo que la velocidad a la entrada es casi cero para $\dot{m} = \rho A\mathbf{V}$ fija. La superficie de control puede elegirse en otro lugar del compresor donde la entrada sea más pequeña, pero en ese caso se requiere la velocidad de entrada. Como además el compresor es adiabático, es decir $q = 0$, se tiene

$$w = (h_s - h_{en}) + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}_s^2}{g_c}$$

El cambio de la entalpía para el aire se determina considerando al aire como un gas ideal (resulta exacto, como puede determinarse del diagrama generalizado en la figura C.l). Para un gas ideal Ec. (3.22)

$$dh = c_P\, dT$$

Así, si c_p es constante, la tabla C.2 da

$$w = c_P(T_s - T_{en}) + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}_s^2}{g_c}$$

$$= (0.2401)(400 - 70) + \frac{1}{2}\frac{(80)^2}{32.174}\frac{1}{778.16}$$

$$= 79.23 \text{ Btu/lbm} + 0.13 \text{ Btu/lbm} = + 79.36 \text{ Btu/lbm}$$

$$= 184.3 \text{ kJ/kg} + 0.3 \text{ kJ/kg} = 184.6 \text{ kJ/kg}$$

Comentarios

La contribución de la energía cinética a la salida con respecto al trabajo es de 0.2% para este ejemplo. Un enfoque más preciso incluye la variación del calor específico con la temperatura. La tabla E.l da

$$\bar{c}_P^o = 6.713 + (0.02609 \text{ X } 10^{-2})(T) + (0.03540 \text{ X } 10^{-5})(T^2) - (0.08052 \text{ X } 10^{-9})(T^3) \quad \text{Btu/(lbmol . “R)}$$

Por lo tanto,

$$w = \int_{en}^{s} c_P\, dT + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}_s^2}{g_c}$$

finalmente

$$w = +80.19 \text{ Btu/lbm} + 0.13 \text{ Btu/lbm} = 80.32 \text{ Btu/lbm}$$

La diferencia entre la solución con c_p constante y aquella con c_p variable es muy pequeña, puesto que la variación de c_p con la temperatura en las cercanías de los 20°C indica que c_p es casi constante para el intervalo de temperaturas considerado.

4.5.2 Aplicaciones del flujo en estado estable

Entre los aparatos que operan *en* estado estable y no producen ni consumen trabajo están los intercambiadores de calor, los condensadores, los generadores de vapor, los difusores y las toberas, las válvulas de estrangulamiento y las tuberías. La mayoría experimenta cambios de la energía potencial muy pequeños, por lo que

Masa:

$$\dot{m}_{en} = \dot{m}_s$$

Energía:

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_{en} \dot{m}_{en} + \dot{Q}_{VC} = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c}\right)_s \dot{m}_s \tag{4.94}$$

El número de entradas y de salidas depende del equipo, así como de la localización del volumen de control.

Un intercambiador de calor se emplea para transferir energía de un fluido a otro. No hay interacciones de trabajo con los alrededores y, normalmente, los cambios de las energías potencial y cinética son muy pequeños. El calor transferido se calcula mediante la diferencia de entalpías y el análisis depende fuertemente de la elección del volumen de control. La figura 4.6*a* indica dos posibilidades en dicha elección, la opción se hará en función de la información deseada y de la conocida. Para el volumen de control *A*,

$$q = h_{1,s} - h_{1,en} \tag{4.95}$$

y para el volumen de control *B*,

$$\dot{m}_1 h_{1,en} + \dot{m}_2 h_{2,en} = \dot{m}_1 h_{1,s} + \dot{m}_2 h_{2,s} \tag{4.96}$$

Un generador de vapor y un condensador son tipos de intercambiadores de calor que realizan una tarea específica. Un generador de vapor emplea una fuente de energía, tal como el quemado de un combustible pulverizado o un reactor nuclear, para elevar la temperatura de un fluido. Existe una transferencia de calor de este fluido al agua que pasa por un banco de tubos para formar un vapor sobrecalentado, como se muestra en la figura 4.6*b* . Un condensador circula agua fría para condensar una mezcla con calidad elevada hasta el estado líquido. Para el generador de vapor y el condensador, la primera ley se reduce a

$$q = h_s - h_{en} \qquad (4.97)$$

Para el condensador, en ciertas situaciones resulta útil seleccionar el volumen de control que muestra la figura 4.6*a* (volumen de control *B*).

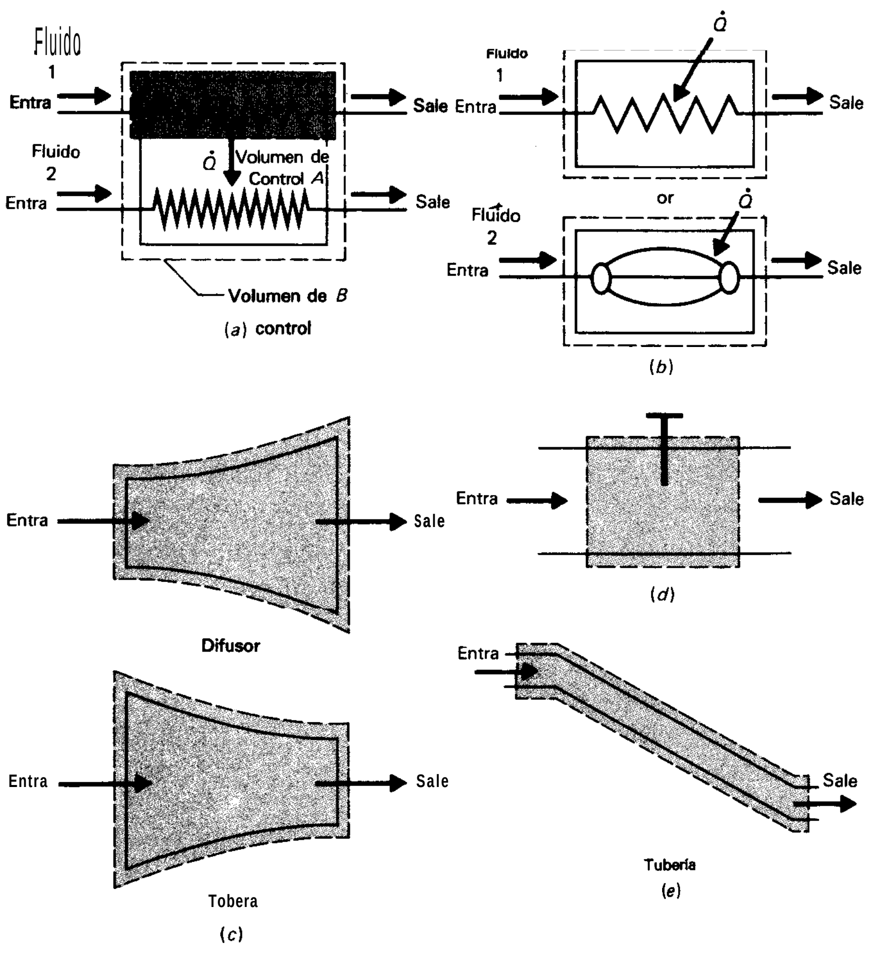


Figura 4.6 Aplicaciones del flujo en estado estable. a) Intercambiador de calor; b) generador de vapor: c) tobera y difusor; d) válvula de estrangulamiento: e) tubería.

Los difusores y las toberas se emplean para controlar la velocidad de un fluido. Un difusor disminuye la velocidad en tanto que la presión aumenta; en la tobera sucede lo contrario. Estos aparatos simplemente son sistemas que cambian el **área,** como se ve en la figura 4.6 c. Dado que la **energía** cinética suele ser importante y que existe una sola entrada y una sola salida, la ecuación (4.94) se reduce a

$$q = (h_s - h_{en}) + \frac{1}{2g_c}(\mathbf{V}_s^2 - \mathbf{V}_{en}^2) \qquad (4.98)$$

donde q puede también despreciarse.

Una válvula de estrangulamiento simplemente es una restricción al flujo, como muestra la figura 4.6*d*. Si bien se reduce la presión, no se realiza trabajo y, por lo general, la transferencia de calor es pequeña. Si se elige el volumen de control lo suficientemente alejado de dicha restricción, el cambio de la energía cinética resulta pequeño y la ecuación (4.94) queda

$$h_{en} = h_s \qquad (4.99)$$

Este es un resultado muy importante que puede aplicarse a cualquier válvula.

Finalmente, una simple tubería constituye un sistema en estado estable. Considerando que los cambios de la energía potencial son importantes y que no existe trabajo ni transferencia de calor, de la tabla 4.2 se ve que

$$\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_{en} = \left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_s$$

o

$$(h_{en} - h_s) + \frac{1}{2g_c}(\mathbf{V}_{en}^2 - \mathbf{V}_s^2) + \frac{g}{g_c}(Z_{en} - Z_s) = 0 \qquad (4.100)$$

Si el fluido es incompresible e isotérmico, la ecuación (3.36 *a*) queda

$$dh = c\,dT + v\,dP = v\,dP$$

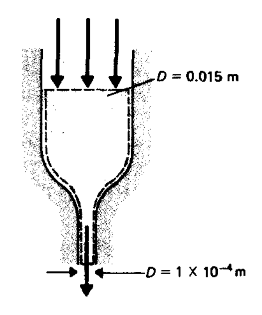
por lo tanto,

$$\frac{P_{en} - P_s}{\rho} + \frac{1}{2g_c}(\mathbf{V}_{en}^2 - \mathbf{V}_s^2) + \frac{g}{g_c}(Z_{en} - Z_s) = 0 \qquad (4.101)$$

Esta ecuación recibe el nombre de ***ecuación de Bernoulli*** y su deducción anterior no es general, ya que generalmente se obtiene a partir de la segunda ley de Newton. Se le presenta en este momento para mostrar la relación con la mecánica de fluidos.

Ejemplo 4.6

Un chorro de agua a alta velocidad se emplea como un sistema de corte con aplicaciones posibles en metal, concreto y plástico. Una tobera de zafiro, con las dimensiones que se muestran en el diagrama, emplea un flujo másico de agua líquida igual a 0.0065 kg/s. El agua es descargada a 0.1 MPa. Considere el flujo isotérmico y determine la presión del agua de la fuente requerida para que opere este sistema.



Solución

Las propiedades se evalúan considerando al fluido incompresible. El proceso se considera como adiabático, isotérmico y en estado estable. Se considera que las propiedades de la entrada y de la salida son uniformes. La conservación de la masa se expresa

$$\dot{m} = \rho A \mathbf{V} \qquad \text{o} \qquad \mathbf{V} = \frac{\dot{m}}{\rho A} = \frac{v\dot{m}}{A}$$

Despreciando los cambios de la energía potencial, la ecuación (4.101) se escribe

$$0 = v(P_s - P_{en}) + \frac{\dot{m}^2 v^2}{2g_c}\left[\left(\frac{1}{A_s}\right)^2 - \left(\frac{1}{A_{en}}\right)^2\right]$$

Con $A = \pi D^2/4$,

$$P_{en} = P_s + \frac{8\dot{m}^2 v}{\pi^2 g_c}\left(\frac{1}{D_s^4} - \frac{1}{D_{en}^4}\right)$$

Sustituyendo los valores numéricos, tomando v = 0.001004 m^3/kg a $T = 30°C$, *se* tiene

$$P_{er} = 100 + \frac{3(0.0065)^2(0.001004)}{\pi^2(1000)(1)}\left[\frac{1}{(1 \text{ x } 10^{-4})^4} - \frac{1}{(0.015)^4}\right]$$

$$= 100 + 343{,}800 \text{ kPa} = 343.9 \text{ MPa} = 3394.0 \text{ atm}$$

Comentarios

La presión requerida es muy alta, por lo que la hipótesis de incompresibilidad debe introducir cierto error. Asimismo, la presión de entrada es función del diámetro de la tobera y controla la velocidad de salida del agua. Para un diámetro de la tobera de 1 x 10^{-4} m, la velocidad de salida resulta

$$V = \frac{vni}{A} = \frac{(0.001004)(0.0065)}{\pi(10^{-8})/4} = 831 \text{ m/s} = 2727 \text{ ft/s} = 1859 \text{ mph}$$

Esta velocidad tan grande es la requerida para la presente aplicación.

4.5.3 Aplicaciones del trabajo en estado inestable

Las turbinas de emergencia y los sistemas de arranque requieren el análisis transitorio. Otro tipo de problemas con trabajo inestable comprenden el aumento requerido de un fluido dentro de un tanque para mover un pistón y cuyo diagrama se muestra en la figura 4.7*a*. La conservación de la masa y de la energía de la tabla 4.2 da para este tipo de problemas (sin cambios de las energías cinética o potencial)

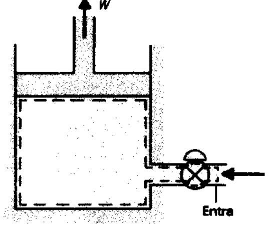
Masa:

$$m_2 - m_1 = m_{en} - m_s \qquad (4.102a)$$

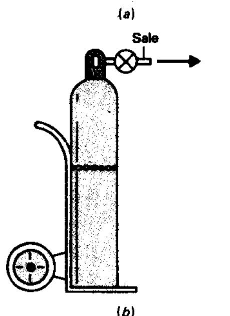
Energía:

$$u_2 m_2 - u_1 m_1 = h_{en} m_{en} + {}_1Q_2 + {}_1W_2 - h_s m_s \qquad (4.102b)$$

Recuérdese que el estado dentro del volumen de control se ha considerado uniforme en cualquier momento.



(a)



(b)

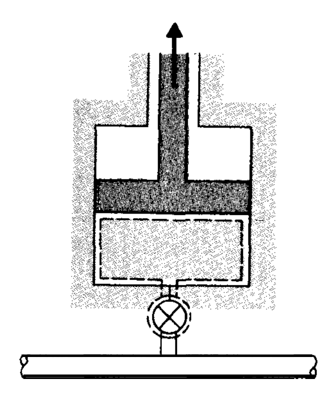
Figura 4.7 Aplicaciones al estado transitorio

a) Aplicaciones del trabajo al estado inestable; b) aplicaciones del flujo en estado inestable.

Ejemplo 4.7

Se emplea un cilindro aislado de 10 ft^3 para desplazar una carga mediante el movimiento de un pistón, como muestra el diagrama. El pistón tiene un volumen despreciable y está inicialmente en el fondo del cilindro. Se abre la válvula que comunica con una línea de vapor de agua (200 psia y 700°F) con el fin de elevar el peso y se le cierra cuando el pistón llega al tope del cilindro. El trabajo total realizado equivale a -50 Btu. ¿Cuál es la presión final en el cilindro, si la masa final es igual a 0.5 lbm?

Diagrama



Solución

Los estados se indican en la tabla:

Estado	P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm
1	—	—	0	—	—
2	—	—	20		
Entra	200	700	—		

El volumen de control está marcado en el diagrama e incluye la válvula. No se requiere el estado inicial dentro del volumen de control, ya que en ese instante no existe fluido dentro de dicho volumen. La entrada está completamente especificada, pero el estado final necesita de una propiedad más. El volumen de control se coloca alrededor del vapor de agua abajo del pistón y crece en el tiempo en que se mueve el pistón. El cilindro está aislado, por lo que no hay transferencia de calor durante el llenado. Todas las propiedades se consideran uniformes. La tabla 4.2 da

$$m_2 - m_1 = m_{en} - m_s$$

pero $m_1 = 0$ y $m_s = 0$, así que

$$m_2 = m_{en}$$

De la tabla 4.2, la conservación de la energía establece que

$$u_2 m_2 = h_{en} m_{en} + {}_1W_2$$

Eliminando m_{en} mediante la conservación de la masa se obtiene

$$u_2 m_2 = h_{en} m_2 + {}_1W_2$$

ahora bien, dividiendo todos los términos entre m_2,

$$u_2 = h_{en} + {}_1w_2$$

$$= h_{en} - \frac{50 \text{ Btu}}{0.5 \text{ lbm}}$$

$$= h_{en} - 100 \text{ Btu/lbm}$$

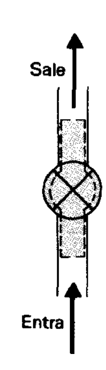
La tabla E.10 del apéndice E indica h_{en} = 1373.6 Btu/lbm; por lo tanto, u_2 = 1273.6 Btu/lbm. El estado final está especificado por u y v. La interpolación da u = 1140.1 Btu/lbm para P = 25 psia y v = 20 ft³/lbm y u = 1463.0 Btu/lbm para P = 50 psia y v = 20 ft³/lbm, Mediante una interpolación lineal entre los valores de u se obtiene

$$P_2 = 35.34 \text{ psia} = 243.7 \text{ kPa}$$

Igualmente, T_2 = 732°F = 389°C.

Comentarios

Si el volumen de control se hubiese elegido de modo que no incluyese la válvula, se habría necesitado conocer la entalpía de la válvula, del lado del tanque, para el balance de energía. Dado que se conoce la entalpía para el lado del tubo, la relación entre estas dos entalpías requiere tomar un volumen de control alrededor de la válvula, como muestra la figura adjunta.



Este es un problema de flujo inestable sin acumulación de masa o de energía. Puesto que ni trabajo ni transferencia de calor cruzan las fronteras del volumen de control, la tabla 4.2 se reduce a

Masa:

$$m_{en} = m_s$$

Energía:

$$0 = h_{en} m_{en} - h_s m_s$$

La ecuación para la energía queda

$$h_{en} = h_s$$

a pesar de que el flujo a la entrada es inestable. Ésta es la relación entre las entalpías necesaria para completar el problema cuando se elige el volumen de control alrededor del tanque.

Obsérvese que la temperatura final del vapor de agua en el tanque es ***mayor*** que la del vapor de agua en la línea. ¿A qué se debe eso?

4.5.4 Aplicaciones del flujo en estado inestable

La carga y descarga de tanques sin realización de trabajo constituyen aplicaciones importantes. El objetivo es agregar un fluido al tanque o drenarlo de éste. El diagrama del proceso de descarga se presenta en la figura 4.76. Los cambios de las energías cinética y potencial generalmente son pequeños, así que la conservación de la masa y de la energía para el problema en cuestión es

Masa:

$$m_2 - m_1 = -m_s \qquad (4.103a)$$

Energía:

$$u_2 m_2 - u_1 m_1 = {}_1Q_2 - h_s m_s \qquad (4.1036)$$

La ecuación de la energía [Ec. (4.103*b*)] contiene la hipótesis de que h_s es estable. Si h_s varía en el tiempo, el término final de la ecuación (4.103*b*) debe reemplazarse por un término con la forma del de la ecuación (4.71).

Ejemplo 4.8

Fluye agua por una tubería de 5 cm de diámetro interior (DI), con una velocidad de 0.5 m/s, hacia un tanque de 0.2 m^3 (aproximadamente 55 gal) inicialmente vacío. ¿Cuánto tiempo tardará en llenarse el tanque? ¿Cuál es la velocidad del flujo másico del agua en la tubería?

Solución

Se supone que el agua tiene un perfil de velocidades uniforme dentro del tubo, por lo que el dato de velocidad se emplea como el de la velocidad del fluido. Otra opción es interpretar dicho dato como la velocidad promedio en la tubería. El volumen específico del agua a las condiciones atmosféricas es v = 0.001 m^3/kg. La velocidad del flujo másico resulta

$$m = \frac{V\ A}{v} = \frac{0.5\pi(0.025)^2}{0.001} = 0.982\ kg/s$$

La rapidez del flujo volumétrico en la tubería es igual a

$$\dot{V} = \dot{m}v = (0.982)(0.001) = 0.982 \times 10^{-3}\,\text{m}^3/\text{s} = 0.03468\ \text{ft}^3/\text{s}$$

La conservación de la masa en la ecuación (4.34) conduce a

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho\, dV\right) = \int_{A_{en}} d\dot{m} - \int_{A_s} d\dot{m}$$

Este problema se refiere a un llenado inestable y requiere integrar respecto al tiempo. Los términos de entrada y de salida están dados por la ecuación (4.66), en tanto que el término del volumen de control lo da la ecuación(4.75). La expresión integrada de la conservación de la masa es $m_2 - m_1 = m_{en} - m_s$, resulta igual a la que se dió en la tabla 4.2. Puesto que $m_s = 0$,

$$m_2 - m_1 = m_{en}$$

como el flujo es estable, se tiene $m_{en} = \dot{m}_{en}(t_2 - t_1)$ y

$$m_2 - m_1 = \dot{m}_{en}(t_2 - t_1)$$

Dado que el tanque está vacío a $t_1 = 0$, resulta $m_1 = 0$, en tanto que a t_2 el tanque está lleno, por lo que $m_2 = V/v = 0.2/0.001 = 200$ kg. Aplicando la conservación de la masa,

$$200\ \text{kg} - 0\ \text{kg} = (0.982\ \text{kg/s})(t_2\ \text{s})$$

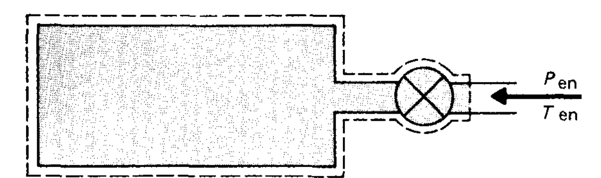
Resolviendo para t_2 se obtiene

$$t_2 = \frac{200}{0.982} = 204\ \text{s} = 7.39\ \text{min}.$$

Ejemplo 4.9

Se desea llenar un tanque de volumen V con un gas ideal. Inicialmente el tanque se encuentra a P_1 y T_1. La entrada, con propiedades constantes a T_{en}, se regula mediante una válvula. El proceso es adiabático. Determine la temperatura final T_2 correspondiente a P_2.

Diagrama



Solución

Las propiedades corresponden a las de un gas ideal que se dieron en la sección 3.5.2. El volumen de control se elige como el del tanque incluyendo la válvula. A la entrada, las propiedades son uniformes y estables. Dentro del volumen de control, las propiedades son inestables, pero se consideran uniformes en cualquier instante. Puesto que no hay trabajo ni transferencia de calor, los enunciados de conservación son (Tabla 4.2)

Masa:

$$m_2 - m_1 = m_{en}$$

Energía:

$$m_2 u_2 - m_1 u_1 = h_{en}\, m_{en}$$

No se especifica la rapidez con que fluye la masa a la entrada, por lo que se elimina este término de las ecuaciones anteriores y

$$m_2 u_2 - m_1 u_1 = h_{en}\,(m_2 - m_1)$$

o

$$m_2(u_2 - h_{en}) = m_1(u_1 - h_{en})$$

la cual representa la expresión requerida para evaluar la temperatura final mediante u_2 m_2.

Las propiedades se determinan para un gas ideal, suponiendo los calores específicos constantes.

$$PV = mRT \quad o \qquad m = \frac{PV}{RT}$$

Y

$$du = c_v\, dT$$

Con $h = u + Pv = u + RT$ y $c_p - c_v = R$, se obtiene

$$u_2 - h_{en} = u_2 - u_{en} - RT_{en} = c_v(T_2 - T_{en}) - RT_{en} = c_v T_2 - c_P T_{en}$$

Sustituyendo esta expresión en las anteriores y realizando las mismas manipulaciones para $u_1 - h_{en}$ se encuentra

$$\frac{P_2 V}{RT_2}(c_v T_2 - c_P T_{en}) = \frac{P_1 V}{RT_1}(c_v T_1 - c_P T_{en})$$

Con V y R constantes y $k = c_p/c_v$,

$$P_2 - P_2 k\,\frac{T_{en}}{T_2} = P_1 - P_1 k\,\frac{T_{en}}{T_1}$$

por lo tanto,

$$T_2 = \frac{1}{(P_2 - P_1)/(kP_2 T_{en}) + P_1/(P_2 T_1)}$$

Comentarios

Cuando el valor de P_2 se aproxima al de P_1, el valor de T_2 también se acerca a T_1. Esto es de esperarse, ya que no existe mucho llenado cuando P_2 tiende a P_1. Si P_2 es mucho mayor que P_1, el segundo término del denominador se vuelve despreciable, así como P_1 respecto a P_2. En este caso,

$$T_2 \rightarrow kT_{en}$$

Puesto que k es mayor que la unidad, $[k = c_P/c_v = (R + c_v)/c_v = 1 + R/c_v]$, el valor de la temperatura final es superior al de la entrada.

4.6 Otros enunciados de la primera ley

En este capítulo se estudió la conservación de la masa y de la energía, tanto para una masa de control como para un volumen de control. Los principios de conservación son los mismos, pero las ecuaciones que resultan tienen términos diferentes.

La primera ley de la termodinámica toma diversas formas, pero todas son equivalentes. Se ha elegido el desarrollo de la primera ley a partir del enfoque general de la masa de control, como se expresa en la ecuación (4.6). En el capítulo 1, para un sistema aislado, la primera ley se enunció como: "la energía no se crea ni se destruye". Otra opción es establecer que la energía es constante para un sistema aislado. Otro enunciado de la primera ley señala que el trabajo realizado por un sistema en un proceso cíclico es proporcional al calor transferido al sistema. Un enfoque diferente consiste en partir de la idea de que la máquina de movimiento perpetuo de primera clase es imposible. Una máquina de movimiento perpetuo de primera clase es un aparato que opera sin interrupción produciendo un suministro continuo de energía sin recibir ningún ingreso energético. A continuación se muestra la equivalencia entre estos enunciados.

La expresión de la conservación de la energía para una masa de control [Ec. (4.6)] es

$$dE = \delta Q + \delta W$$

la cual expresa el cambio de la energía para un proceso. Un enunciado opcional es que la energía es constante para un sistema aislado. Un sistema aislado es aquel en que no existe transferencia de energía con los alrededores. Por lo tanto, si $\delta Q = \delta W = 0$, la ecuación (4.6) da

$$dE = 0$$

como se había dicho antes. El otro enunciado establece que existe una propiedad extensiva cuyo incremento es igual al trabajo que recibe un sistema cuyas paredes que lo rodean son adiabáticas. Para una pared adiabática $\delta Q = 0$ y el trabajo recibido es positivo, debido a la convención de signos, así

$$dE = \delta W$$

Así pues, el trabajo es igual al cambio de la energía total. La energía total es una propiedad extensiva. Obsérvese que en este proceso particular (adiabático) dE *es* una diferencial exacta ordinaria; por lo tanto, para este proceso δW debe ser también una diferencial exacta.

Otro enfoque consiste en hacer enunciados concernientes a los ciclos. El principio de la máquina de movimiento perpetuo establece que un aparato operando continuamente y produciendo un suministro continuo de energía sin recibir ningún aporte energético (una máquina de movimiento perpetuo de primera clase) es imposible. Si ese aparato no tiene transferencia de energía, $\delta Q = 0$ y $\delta W = 0$. Por lo tanto, resulta imposible tener dE igual a algo diferente de cero. Otra forma basada en un enunciado para ciclos establece que el trabajo realizado por un sistema, en un proceso cíclico, es proporcional al calor transferido. Esta igualdad quedó demostrada en la ecuación (4.19). Todos los enunciados de la primera ley son equivalentes y pudo emplearse cualquiera como punto de partida para el desarrollo de este capítulo.

Problemas

4.1s Un gas ideal (CO,). con masa molecular de 44.01, se expande lenta e isobáricamente. La masa del gas es igual a 0.1 kg y la expansión tiene lugar a 1 atm. Si la expansión se inicia a la temperatura de 50°C y termina cuando la temperatura es igual a 150°C, encuentre el valor promedio de c_v para el gas durante el proceso.

4.11 Un gas ideal (CO,), con masa molecular de 44.01, se expande lenta e isobáricamente. La masa del gas es igual a 0.2 lbm y la expansión tiene lugar a 1 atm. Si la expansión se inicia ala temperatura de 100°F y termina cuando la temperatura es igual a 300°F, encuentre el valor promedio de c_v para el gas durante el proceso.

4.2S Se calienta agua dentro de un sistema cilindro-pistón desde el estado de líquido saturado hasta el estado de vapor saturado (Fig. P4.2). Evalúe la transferencia de calor por unidad de masa para a) 0.05 MPa, b) 0.10 MPa, c) 0.5 MPa y d) 20 MPa.

4.21 Se calienta agua dentro de un sistema cilindro-pistón desde el estado -de líquido saturado hasta el estado de vapor saturado (Fig. P4.2). Evalúe la transferencia de calor por unidad de masa para a) 7 psia, b) 14.7 psia, c) 70 psia y d) 3000 psia.

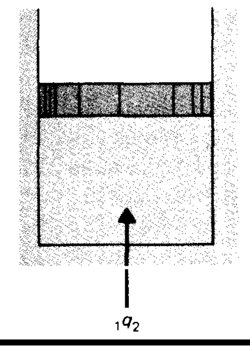


Figura P.4.2

4.3s Un sistema cilindro-pistón contiene inicialmente agua a P = 20 atm y T = 240°C. El pistón se mueve hacia una posición final, donde el volumen es el doble del volumen inicial. Du-

rante el movimiento del pistón hay transferencia de calor que permite mantener constante la presión dentro del cilindro.

a) Represente el proceso en un diagrama ***P*** - v, indicando la posición relativa de la curva de saturación.

b) Encuentre el trabajo realizado por kilogramo de agua durante la expansión.

c) Encuentre el calor transferido por kilogramo de agua durante la expansión.

d) Encuentre el valor de la entalpía del agua después de la expansión.

4.31 Un sistema cilindro-pistón contiene inicialmente agua a ***P*** = 300 psia y ***T*** = 500°F. El pistón se mueve hacia una posición final, donde el volumen es el doble del volumen inicial. Durante el movimiento del pistón hay transferencia de calor que permite mantener constante la presión dentro del cilindro.

a) Represente el proceso en un diagrama ***P*** - v, indicando la posición relativa de la curva de saturación.

b) Encuentre el trabajo realizado por kilogramo de agua durante la expansión.

c) Encuentre el calor transferido por kilogramo de agua durante la expansión.

d) Encuentre el valor de la entalpía del agua después de la expansión.

4.4s Un sistema cilindro-pistón contiene 2 kg de $H_2 0$ a 150 kPa y tiene un volumen de 0.35 m^3, El pistón se mueve haciendo que el volumen final en el cilindro sea de 2.314 m^3. Durante el movimiento del pistón desde el estado inicial al final existe transferencia de calor hacia el cilindro, lo que permite mantener la temperatura constante.

a) ¿Cuál es la presión final en el cilindro?

b) ¿Cuánto trabajo realizó el vapor de agua?

c) Evalúe la transferencia de calor durante el proceso.

d) Dibuje el proceso en los diagramas ***P- v*** y ***P-h***, marcando el estado inicial como 1 y el estado final como 2.

4.41 Un sistema cilindro-pistón contiene 5 lbm de H_2O a 20 psia y tiene un volumen de 10 ft^3, El pistón se mueve haciendo que el volumen final en el cilindro sea de 100.19 ft^3. Durante el movimiento del pistón desde el estado inicial al final existe transferencia de calor hacia el cilindro, lo que permite mantener la temperatura constante.

a) ¿Cuál es la presión final en el cilindro?

b) ¿Cuánto trabajo realizó el vapor de agua?

c) Evalúe la transferencia de calor durante el proceso.

d) Dibuje el proceso en los diagramas ***P*** - v y ***P*** - ***h***, marcando el estado inicial como 1 y el estado final como 2.

4.5S Un kilogramo de nitrógeno llena un sistema cilindro-pistón. El pistón se mueve sin fricción, no tiene peso y separa al nitrógeno de los alrededores que se encuentran a 1 atm. El volumen inicial en el cilindro es de 1 m^3 a 1 atm. Véase la figura. P4.5. Se transfiere calor al nitrógeno hasta que el volumen se duplica. Considerando que los calores específicos del nitrógeno se pueden suponer constantes durante el proceso, evalúe la transferencia de calor al nitrógeno durante el proceso.

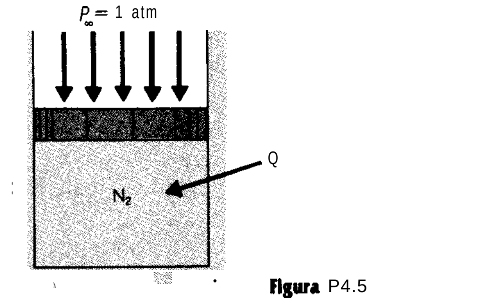
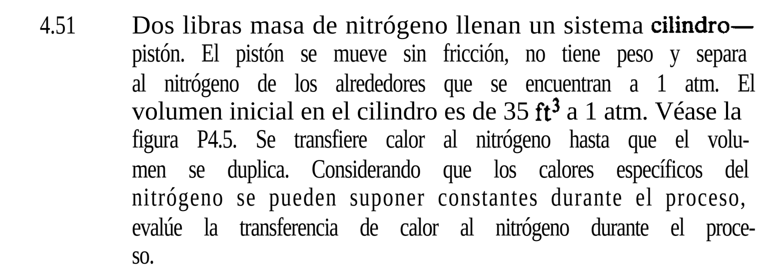


Figura P4.5


4.51 Dos libras masa de nitrógeno llenan un sistema cilindro—pistón. El pistón se mueve sin fricción, no tiene peso y separa al nitrógeno de los alrededores que se encuentran a 1 atm. El volumen inicial en el cilindro es de 35 ft^3 a 1 atm. Véase la figura P4.5. Se transfiere calor al nitrógeno hasta que el volumen se duplica. Considerando que los calores específicos del nitrógeno se pueden suponer constantes durante el proceso, evalúe la transferencia de calor al nitrógeno durante el proceso.

4.6S Un recipiente sellado contiene un kilogramo de agua cuyo volumen es de 3 m^3 a T = 20°C. Un calentador de inmersión eléctrico se encuentra dentro del recipiente y se enciende, manteniéndose así hasta que el recipiente se llena con vapor saturado. El costo de la electricidad es de $0.15 por kilowatt-hora.

a) Dibuje esquemáticamente el sistema que eligió para el análisis, así como el proceso en un diagrama $P-v$. (Muestre el domo de saturación en el diagrama). Escriba cualquier hipótesis necesaria.

b) Encuentre la presión final en el recipiente.

c) Encuentre el costo de la electricidad necesaria para realizar este proceso.

4.61 Un recipiente sellado contiene dos libras masa de agua cuyo volumen es de 100 ft^3 a T = 70°F. Un calentador de inmersión eléctrico se encuentra dentro del recipiente y se enciende, manteniéndose así hasta que el recipiente se llena con vapor saturado. El costo de la electricidad es de 0.15/kWh.

a) Dibuje esquemáticamente el sistema que eligió para el análisis, así como el proceso en un diagrama $P-v$. (Muestre el domo de saturación en el diagrama.) Escriba cualquier hipótesis necesaria.

b) Encuentre la presión final en el recipiente.

c) Encuentre el costo de la electricidad necesaria para realizar este proceso.

4.7 Desarrolle una ecuación para la transferencia de calor hacia un gas ideal durante una expansión a temperatura constante, en función de la presión inicial P_1, los volúmenes inicial y fi-

nal V_1 y V_2, c_p (supuesto independiente de la temperatura) y R del gas.

4.8 Desarrolle una ecuación para el cambio de la energía interna U de un gas ideal durante una expansión a presión constante, en función de la temperatura inicial T_1, los volúmenes inicial y final V_1 y V_2, c_v (supuesto independiente de la temperatura) y R del gas

4.9 En el problema 2.16, se permite que un'elevador caiga hasta una posición de equilibrio. Para dicho problema, determine la transferencia de calor al aire, desde el eje del elevador, necesaria para justificar la hipótesis de proceso isotérmico.

4.10s Los bloques A y B se encuentra inicialmente a 100 y 500°C, respectivamente (Fig. P4.10); entonces se les une y aísla de los alrededores. Determine la temperatura final de los bloques al equilibrio. El bloque A es de aluminio [c,, = 0.900 kJ/(kg K)] con m_A = 0.5 kg, en tanto que el bloque B es de cobre [c,, = 0.386 kJ/(kg . K)] con m_B = 1.0 kg.

4.101 Los bloques A y B se encuentra inicialmente a 212 y 930°F, respectivamente (Fig. P4.10); entonces se les une y aísla de los alrededores. Determine la temperatura final de los bloques al equilibrio. El bloque A es de aluminio [c_p = 0.210 Btu/(lbm . °F)] con m_A = 1 lbm, en tanto que el bloque B es de cobre [c_p = 0.0939 Btu/(lbm . °F)] con m_B = 2.0 lbm.

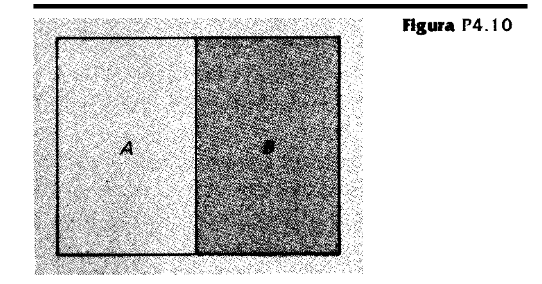


Figura P4.10

4.11s Inicialmente, el cilindro de la figura contiene refrigerante 12 a 20°C y 0.7 MPa (Fig. P4. ll). Se transfiere calor al refrigerante 12 hasta que su volumen es 21 veces mayor al valor inicial. El pistón se fija en esa posición y el fluido se enfría a 20°C. Determine el calor transferido por unidad de masa para este proceso.

4.111 Inicialmente, el cilindro de la figura contiene refrigerante 12 a 67°F y 100 psia (Fig. P4.11). Se transfiere calor al refrigerante 12 hasta que su volumen es 15 veces mayor al valor inicial. El pistón se fija en esa posición y el fluido se enfría a 67°F. Determine el calor transferido por unidad de masa para este proceso.

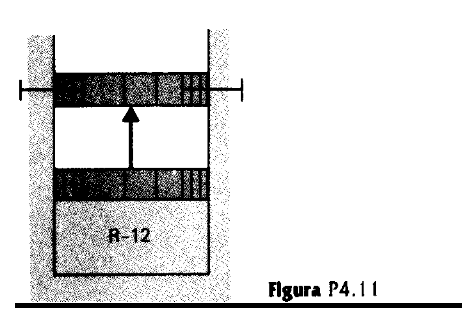


Figura P4.11

4.12S La figura P4.12 muestra un cilindro que contiene 0.1 kg de agua a 0.150 MPa. El volumen inicial es de 0.005 m^3. El resorte toca al pistón pero, en este estado inicial, no ejerce ninguna fuerza. El pistón se eleva permitiendo que se transfiera calor al agua hasta que pase al estado de vapor saturado. La constante del resorte es igual a 150 kN/m y el área del pistón es de 0.02 m^2. Determine la temperatura y la presión finales para el agua y evalúe el calor transferido.

4.121 La figura P4.12 muestra un cilindro que contiene 0.2 lbm de agua a 20 psia. El volumen inicial es de 0.15 ft^3. El resorte toca al pistón pero, en este estado inicial, no ejerce ninguna fuerza. El pistón se eleva permitiendo que se transfiera calor al agua hasta que pase al estado de vapor saturado. La constante del resorte es igual a 12 x 10^3 lbf/ft y el área del pistón es de 0.2 ft^2. Determine la temperatura y la presión finales para el agua y evalúe el calor transferido.

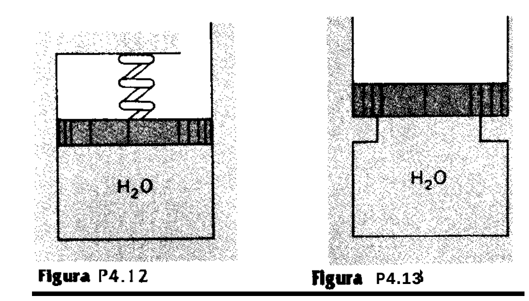


Figura P4.12 **Figura** P4.13

4.13s Agua (1 kg) a 0.2 MPa inicialmente está contenida dentro de un volumen de 0.10 m^3, mediante el pistón que descansa sobre los topes (Fig. P4.13). El pistón se mueve cuando la presión es de 1 .O MPa. El calor total transferido al agua es igual a 2500 kJ. Determine el trabajo realizado y el estado final del agua.

4.131 Agua (2 lbm) a 30 psia inicialmente está contenida dentro de un volumen de 3 ft^3, mediante el pistón que descansa sobre los topes (Fig. P4.13). El pistón se mueve cuando la presión es de 150 psia. El calor total transferido al agua es igual a 2400 Btu. Determine el trabajo realizado y el estado final del agua.

4.14s La mitad de una cámara aislada y dividida esta ocupada por vapor de agua (Fig. P4.14). La presión y temperatura iniciales del vapor de agua son 0.3 MPa y 350°C. La otra mitad de la cámara se encuentra al vacío. Se retira la división y el vapor de agua ocupa todo el volumen al final del proceso; Determine la temperatura final del vapor de agua.

4.141 La mitad de una cámara aislada y dividida está ocupada por vapor de agua (Fig. P4.14). La presión y temperatura iniciales del vapor de agua son 45 psia y 650°F. La otra mitad de la cámara se encuentra al vacío. Se retira la división y el vapor de agua ocupa todo el volumen al final del proceso. Determine la temperatura final del vapor de agua.

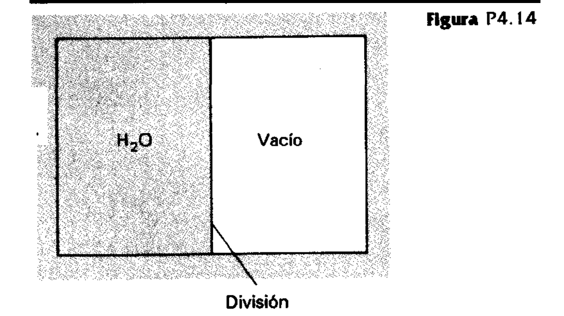
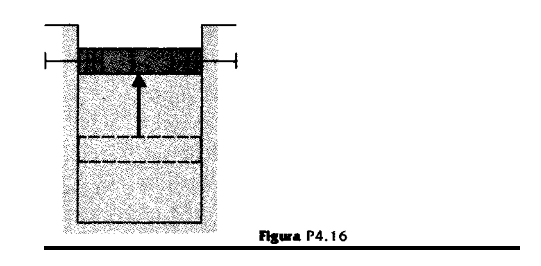


Figura P4.14

4.15s Un recipiente sellado [c = 1.0 kJ/(kg . K), ρ = 2500 kg/m^3] contiene agua a 0.10 MPa y x = 0.10 y se coloca dentro de un horno a una temperatura elevada pero desconocida. El volumen ocupado por el agua es de 0.03 m^3 y el volumen correspondiente al material del recipiente es igual a 0.005 m^3. Calcule la transferencia de calor (al recipiente y el agua juntos) necesaria para que el agua alcance 3.0 MPa.

4.15I Un recipiente sellado [c = 0.24 Btu/(lbm . °F), ρ = 160 lbm/ft^3] contiene agua a 14.7 psia y x = 0.10 y se coloca dentro de un horno a una temperatura elevada pero desconocida. El volumen ocupado por el agua es de 1 ft^3 y el volumen correspondiente al material del recipiente es igual a 0.15

ft^3. Calcule la transferencia de calor (al recipiente y el agua juntos) necesaria para que el agua alcance 450 psia.


Figura P4.16

4.16S Dos kilogramos de H_2O están contenidos dentro de un sistema cilindro-pistón. Véase la figura P4.16. La temperatura inicial es de 105°C; inicialmente existen masas iguales de líquido y de vapor. El sistema se calienta hasta que el pistón llega a una posición donde se fija; posteriormente, el sistema se enfría hasta llegar al estado de vapor saturado a T = 50°C. Dibuje el proceso en un diagrama P-v y evalúe el trabajo realizado durante el proceso.

4.161 Cinco libras masa de H_2O están contenidos dentro de un sistema cilindro-pistón. Véase la figura P4.16. La temperatura inicial es de 220°F; inicialmente existen masas iguales de líquido y de vapor. El sistema se calienta hasta que el pistón llega a una posición donde se fija; posteriormente, el sistema se enfría hasta llegar al estado de vapor saturado a T = 120°F. Dibuje el proceso en un diagrama *P-v y* evalúe el trabajo realizado durante el proceso.

4.17s Un conjunto de pistón y pesos, con una masa total igual a 400 kg y un área de 0.0098 m^2, retiene en un cilindro 5.0 kg de H_2O a 500°C. Véase la figura P4.17S. El agua se enfría hasta que su volumen es de 1.0 m^3 el pistón descansa sobre los topes. El agua continúa su enfriamiento, en tanto que el pistón permanece sobre los topes, hasta un estado en que equilibraría el pistón y los pesos con una masa igual a 200 kg. En este momento se remueven los pesos dejando 200 kg y se quitan los topes; entonces, el sistema se enfría hasta el estado de líquido saturado. Dibuje el proceso en un diagrama *P-v* y evalúe el trabajo realizado.

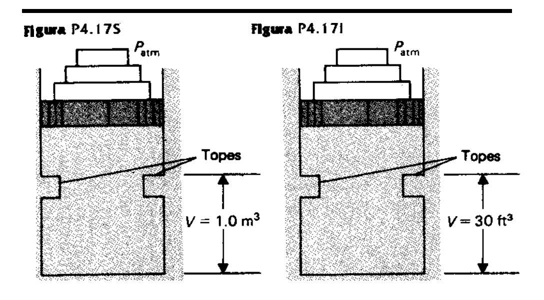


Figura P4.17S Figura P4.17I

4.171 Un conjunto de pistón y pesos, con una masa total igual a 1000 lbm y un área de 0.300 ft^2, retiene en un cilindro 10 lbm de H_2O a 900°F. Véase la figura P4.17I. El agua se enfría hasta que su volumen es de 30 ft^3 y el pistón descansa sobre los topes. El agua continúa su enfriamiento, en tanto que el pistón permanece sobre los topes, hasta un estado en que equilibraría al pistón y los pesos con una masa igual a 500 lbm. En este momento se remueven los pesos dejando 500 lbm y se quitan los topes; entonces, el sistema se enfría hasta el estado de líquido saturado. Dibuje el proceso en un diagrama P-v y evalúe el trabajo realizado.

4.18S Un cilindro encierra agua (1 .O kg) mediante un pistón móvil (sección transversal de 1 .O m^2). Véase la figura P4.18. Inicialmente, el pistón descansa sobre los topes y el agua esta a 0.1 MPa y x = 0.63875. El agua se calienta y el pistón sube después de una transferencia de calor al agua igual a 902.96 kJ. Se transfiere calor nuevamente hasta que T = 750°C. En-

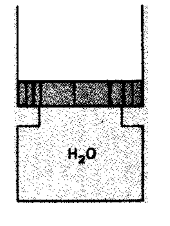


Figura P4.18

cuentre el calor total transferido y el trabajo realizado. También grafique el proceso en un diagrama *P-v.*

4.181 Un cilindro encierra agua (2 lbm) mediante un pistón móvil (sección transversal de 10 ft^2). Véase la figura P4.18. Inicialmente, el pistón descansa sobre los topes y el agua está a 14.7 psia y x = 0.63875. El agua se calienta y el pistón sube después de una transferencia de calor al agua igual a 856 Btu. Se transfiere calor nuevamente hasta que T = 1400°F. Encuentre el calor total transferido y el trabajo realizado. También grafique el proceso en un diagrama *P-v.*

4.19s Considere el sistema del diagrama de la figura P4.19, que esta compuesto de aire (subíndice *a*) y H_2 (subíndice *H*) separados mediante un pistón adiabático móvil. Los datos iniciales son: V_a = 1 m^3, T_a = 25°C, P_a = 0.15 MPa, P_H = 0.15 MPa y m_H = 0.10 kg. La transferencia total de calor al aire es de 80 kJ y la temperatura final del aire resulta igual a T_a = 45°C. Encuentre el ***aumento*** de temperatura en el H_2 y el trabajo realizado sobre éste. Considere los dos gases ideales.

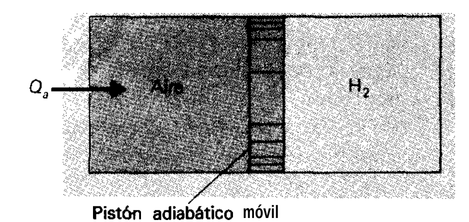


Figura P4.19

4.191 Considere el sistema del diagrama de la figura P4.19, que está compuesto de aire (subíndice *a*) *y* H_2 (subíndice *H*) separados mediante un pistón adiabático móvil. Los datos iniciales son: V_a = 30 ft^3, T^a = 77°F, P_a = 25 psia, P_H = 25 psia y m_H = 0.20 lbm. La transferencia total de calor al aire es de 75 Btu y la temperatura final del aire resulta igual a T_a = 110°F. Encuentre el ***aumento*** dè temperatura en el H_2 y el trabajo realizado sobre éste. Considere los dos gases ideales.

4.20S Un sistema consiste en un pistón adiabático, con sección transversal igual a 1.0 m^2 (desprecie la masa del pistón y su volumen), un resorte lineal y aire (trate al aire como un gas ideal). Véase la figura P4.20. Se requiere una fuerza igual *a 413.15* kN para flexionar 1 m el resorte (k = 413.15 kN/m); inicialmente, el resorte no ejerce ninguna fuerza sobre el pistón. El agua realiza un trabajo sobre el pistón, que a su vez comprime el resorte y el aire, en tanto que éste se mantiene a temperatura constante e igual a 200°C. Los volúmenes iniciales del H_2O y del aire son respectivamente 0.008 m^3 y 2.0 m^3, por lo que el volumen total resulta igual a 2.008 m^3. Determine el trabajo realizado por el H_2O al ser calentada desde su estado inicial, de liquido saturado a 0.1 MPa, hasta su estado final de vapor saturado a 1.0 MPa.

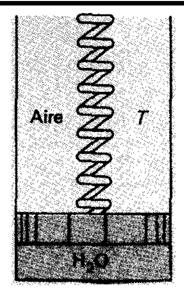


Figura P4.20

4.201 Un sistema consiste en un pistón adiabático, con sección transversal igual a 10 ft^2 (desprecie la masa del pistón y su volumen), un resorte lineal y aire (trate al aire como un gas ideal). Véase la figura P4.20. Se requiere una fuerza igual a 3.097 x 10^4 lbf para causar una deflexión de 10 ft al resorte (k =

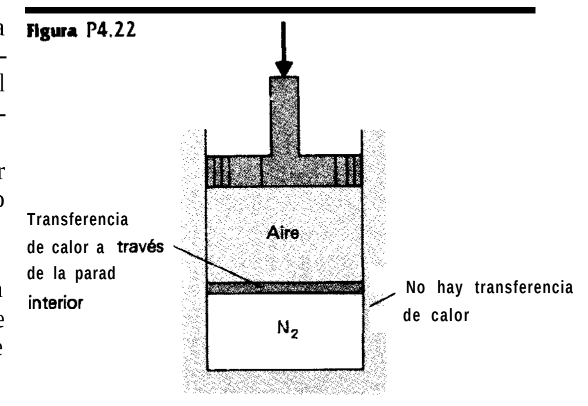
3.097 x 10^3 lbf/ft); inicialmente, el resorte no ejerce ninguna fuerza sobre el pistón. El agua realiza un trabajo sobre el pistón, que a su vez comprime el resorte y el aire, en tanto que éste se mantiene a temperatura constante e igual a 400°F. Los volúmenes iniciales del H_2O y del aire son respectivamente 0.250 ft^3 y 64 ft^3, por lo que el volumen total resulta igual a 64.25 ft^3. Determine el trabajo realizado por el H_2O al ser calentada desde su estado inicial de líquido saturado a 14.7 psia, hasta su estado final de vapor saturado a 150 psia.

4.21S Considere un sistema constituido por bióxido de carbono encerrado en un recipiente capaz de expandirse. El bióxido de carbono realiza un ciclo completo de la siguiente manera: para la expansión se encontró que el valor final menos el valor inicial de la energía interna es -150 kJ. Para el proceso de compresion, el sistema expulsa calor con valor de 35 kJ. Encuentre la cantidad de trabajo realizado sobre el bióxido de carbono durante el proceso de compresión.

4.211 Considere un sistema constituido por bióxido de carbono encerrado en un recipiente capaz de expandirse. El bióxido de carbono realiza un ciclo completo de la siguiente manera: para la expansión se encontró que el valor final menos el valor inicial de la energía interna es -140 Btu. Para el proceso de compresión, el sistema expulsa calor con valor de 33 Btu. Encuentre la cantidad de trabajo realizado sobre el bióxido de carbono durante el proceso de compresión.

4.228 Un pistón realiza trabajo sobre el aire dentro de un sistema como el de la figura. P4.22. Existe transferencia de calor entre las cámaras, pero no con los alrededores. Inicialmente el aire está a 500 kPa y 200°C y el N_2 está a 1500 kPa. Los volúmenes iniciales son V_{aire} = 0.01 m^3 y V_{N_2} = 0.01 m^3. Determine el trabajo realizado, la temperatura final y el calor transferido entre las cámaras, si el proceso termina cuando la presión del N_2 es de-1580 kPa.

Figura P4.22



4.221 Un pistón realiza trabajo sobre el aire dentro de un sistema como el de la figura P4.22. Existe transferencia de calor entre las cámaras, pero no con los alrededores. Inicialmente el aire está a 75 psia y 400°F y el N_2 está a 220 psia. Los volúmenes iniciales son V_{N_2} = 0.3 ft^3 y V_{aire} = 0.3 ft^3. Determine el trabajo realizado, la temperatura final y el calor transferido entre las cámaras si el proceso termina cuando la presión del N_2 es de 370 psia.

4.233 Una olla de presión tiene un volumen de 0.1 m^3. Cuando la válvula de la olla empieza a liberar vapor, la presión se mantiene dentro de ésta a 150 kPa. Considere que inicialmente hay 10 kg de agua en la olla.

a) ¿Cuál es la calidad de la mezcla saturada en la olla cuando el vapor comienza a escapar?

b) ¿Cuál es la calidad de la mezcla saturada en la olla cuando 1 kg de vapor han escapado por la válvula?

c) La olla, que inicialmente contiene 10 kg de agua (líquido más vapor) a 20°C y 1 atm, se coloca sobre una estufa; evalúe el calor transferido al agua durante el intervalo de tiempo que transcurre desde el encendido de la estufa hasta que la válvula de presión comienza a liberar vapor.

4.231 Una olla de presión tiene un volumen de 4 ft^3. Cuando la válvula de la olla empieza a liberar vapor, la presión se mantiene dentro de ésta a 20 psia. Considere que inicialmente hay 20 lbm de agua en la olla.

a) ¿Cuál es la calidad de la mezcla saturada en la olla cuando el vapor comienza a escapar?

b) ¿Cuál es la calidad de la mezcla saturada en la olla cuando 14 lbm de vapor han escapado por la válvula?

c) La olla, que inicialmente contiene 20 lbm de agua (líquido más vapor) a 70°F y 1 atm, se coloca sobre una estufa; evalúe el calor transferido al agua durante el intervalo de tiempo que transcurre desde el encendido de la estufa hasta que la válvula de presión comienza a liberar vapor.

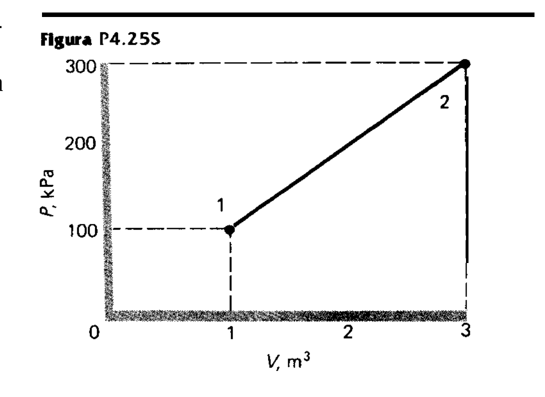
4.248 Una masa de control realiza un ciclo: durante la primera parte del ciclo, la masa de control entrega como trabajo 10 kJ, en tanto se transfiere calor a dicha masa en cantidad igual a 50 kJ. El ciclo se completa sin que se realice trabajo en la segunda parte. ¿Cuál es la transferencia de calor en esta última parte del ciclo?

4.241 Una masa de control realiza un ciclo: durante la primera parte del ciclo, la masa de control entrega como trabajo 7400 lbf • ft en tanto se transfiere calor a dicha masa en cantidad igual a 200 Btu. El ciclo se completa sin que se realice trabajo en la segunda parte. ¿Cuál es la transferencia de calor en esta última parte del ciclo?

4.258 Una masa de control realiza un proceso desde el estado 1 hasta el estado 2, como se muestra en la figura P4.25S. El calor transferido es ${}_1Q_2 = 200$ kJ. La masa de control regresa adiabáticamente del estado 2 al estado 1 mediante otro proceso. ¿A qué es igual el trabajo durante el proceso de regreso, es decir, ${}_2W_1$?

4.251 Una masa de control realiza un proceso desde el estado 1 hasta el estado 2, como se muestra en la figura P4.25I. El calor transferido es ${}_1Q_2 = 200$ Btu. La masa de control regresa adiabáticamente del estado 2 al estado 1 mediante otro proceso. ¿A qué es igual el trabajo durante el proceso de regreso, es decir, ${}_2W_1$?

Figura P4.25S



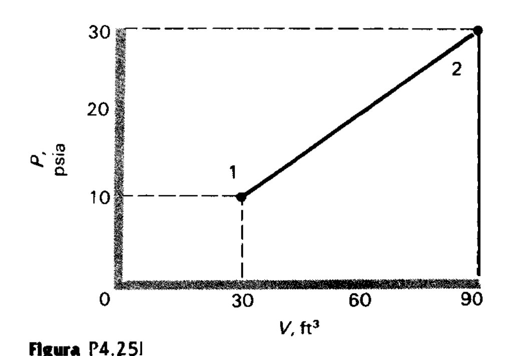


Figura P4.25I

4.268 Fluye agua por una tubería con un diámetro de 0.05 m. Al entrar a un tanque, el agua está a 20°C y a la presión atmosférica. Véase la figura P4.26. Evalúe la rapidez de flujo másico $\dot{m}$ y $\int_A h\, d\dot{m}$ a la entrada para los dos perfiles de velocidad siguientes:

(*a*) $\mathbf{V}_z(r) = \mathbf{V}_{z,\,max}\left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]$

donde

$V_{z,\,max} = 1$ m/s y $r_0 = \frac{D_{pipe}}{2}$

(*b*) $\mathbf{V}_z(r) = \mathbf{V}_{z,\,max}$

Observe que $dA = 2\pi r dr$.

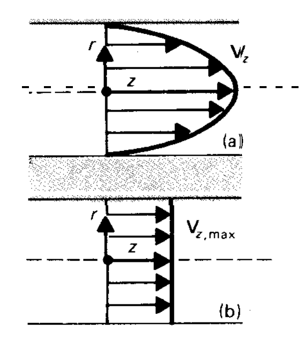


Figura P4.26

4.261 Fluye agua por una tubería de 2 in de diámetro interior. Al entrar aun tanque, el agua está a 67°F y a la presión atmosférica. Véase la figura P4.26. Evalúe la rapidez de flujo másico $\dot{m}$ y $\int_A h\, d\dot{m}$ a la entrada para los dos perfiles siguientes de velocidad:

(*a*) $\mathbf{V}_z(r) = \mathbf{V}_{z,\,max}\left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]$

donde

$V_{z,\,max} = 3$ ft/s Y $r_0 = \frac{D_{pipe}}{2}$

(*b*) $\mathbf{V}_z(r) = \mathbf{V}_{z,\,max}$

Observe que $dA = 2\pi r dr$.

4.278 Un tanque de almacenamiento de petróleo crudo tiene la forma de un cilindro circular recto. El tanque tiene 20 m de alto y contiene 2000 m^3 cuando está lleno. El volumen específico del petróleo crudo es de 0.0015 m^3/kg. A las 10 a.m. del 16 de junio, el tanque contiene 1000 m^3 y se empieza a bombear petróleo crudo dentro del tanque desde una tubería, a razón de 2 m^3/min. El petróleo se extrae del tanque a una velocidad de 1.5 m/s mediante otra tubería con 0.15 m DI. ¿Cuál será la altura del petróleo dentro del tanque al mediodía del 17 de junio? ¿Cuál será el volumen del petróleo contenido en el tanque en ese momento?

4.271 Un tanque de almacenamiento de petróleo crudo tiene la forma de un cilindro circular recto. El tanque tiene 60 ft de alto y contiene 70,000 ft^3 cuando está lleno. El volumen específico del petróleo crudo es de 0.024 ft^3/lbm. A las 10 a.m. del 16 de junio, el tanque contiene 35000 ft^3 y se empieza a bombear petróleo crudo dentro del tanque desde una tubería, a

razón de 70 ft^3/min. El petróleo se extrae del tanque a una velocidad de 5 ft/s mediante otra tubería con 6 in DI. ¿Cuál será la altura del petróleo dentro del tanque al medio día del 17 de junio? ¿Cuál será el volumen del petróleo contenido en el tanque en ese momento?

4.288 Un tanque de almacenamiento cónico está orientado con su eje vertical y el vértice hacia el suelo; tiene una base de 1 m de diámetro y su altura es de 2 m. El agua entra al cono a razón de 5.0 kg/s. ¿Con qué rapidez sube el agua en el cono cuando ha llegado a 1 m de altura? Tome el volumen específico del agua como igual a 0.001003 m^3/kg.

4.281 Un tanque de almacenamiento cónico está orientado con su eje vertical y el vértice hacia el suelo; tiene una base de 3 ft de diámetro y su altura es de 6 ft. El agua entra al cono a razón de 10 lbm/s. ¿Con qué rapidez sube el agua en el cono cuando ha llegado a 3 ft de altura? Tome el volumen específico del agua como igual a 0.01607 ft^3/lbm.

4.295 Se diseña una turbina de vapor para que opere con una rapidez de flujo másico igual a 1.5 kg/s. Las condiciones de entrada son: P_1 = 2 MPa, T_1 = 400°C y V_1 = 60 m/s; a la salida, las condiciones son P_2 = 0.1 MPa, x_2 = 0.98 y V_2 = 150 m/s. El cambio en la elevación entre la entrada y la salida es de 1 m y la pérdida de calor es igual a 50 kW.

a) Evalúe la potencia entregada por la turbina.

b) Evalúe la potencia entregada cuando se desprecian los cambios de las energías cinética y potencial.

c) ¿Cuál es el diámetro de la tubería de entrada y cual el de la tuberia de escape?

4.291 Se diseña una turbina de vapor para que opere con una rapidez de flujo másico igual a 3 lbm/s. Las condiciones de entrada son: P_1 = 300 psia, T_1 = 750°F y V_1 = 180 ft/s; a la salida, las condiciones son P_2 = 14.7 psia, x_2 = 0.98 y V_2 = 450 ft/s. El cambio en la elevación entre la entrada y la salida es de 3 ft y la pérdida de calor es igual a 1.7 x 10^5 Btu/h.

a) Evalúe la potencia entregada por la turbina.

b) Evalúe la potencia entregada cuando se desprecian los cambios de las energías cinética y potencial.

c) ¿Cuál es el diámetro de la tubería de entrada y cuál el de la tubería de escape?

4.30s ¿Con qué rapidez debe fluir el vapor de agua para producir 500 kW en una turbina adiabática? Las condiciones-de entrada son 800 kPa y 400°C y las condiciones de salida de 6 kPa y x = 95 %.

4.301 ¿Con qué rapidez debe fluir el vapor de agua para producir 700 hp en una turbina adiabática? Las condiciones de entrada

son 120 psia y 800°F y las condiciones de salida de 5 psia y x = 95 %.

4.31s Para el nuevo edificio de ingeniería mecánica, es necesario comprar un compresor que comprima aire desde la presión atmosférica y 25°C hasta 10 atm y 600°C; además, la velocidad de salida del compresor no debe exceder de 10 m/s. Considere que el compresor es adiabático y sin fricción.

a) ¿Cuánto trabajo se requiere para comprimir cada kilogramo de aire?

b) ¿Cuál es la potencia requerida para impulsar el compresor si se desean comprimir 2 kg/s de aire?

4.311 Para el nuevo edificio de ingeniería mecánica, es necesario comprar un compresor que comprima aire desde la presión atmosférica y 77°F hasta 10 atm y 1 100°F; además, la velocidad de salida del compresor no debe exceder de 30 ft/s. Considere que el compresor es adiabático y sin fricción.

a) ¿Cuánto trabajo se requiere para comprimir cada kilogramo de aire?

b) ¿Cuál es la potencia requerida para impulsar el compresor si se desean comprimir 4.5 lbm/s de aire?

4.328 Un compresor adiabático requiere de 10 kW para comprimir 0.05 kg/s de oxígeno, desde 1 atm y 50°C hasta una presión final de 5 atm. Emplee las tablas de gases ideales para determinar todas las propiedades y encuentre la temperatura del oxígeno al salir del compresor.

4.321 Un compresor adiabático requiere de 14 hp para comprimir 0.1 lbm/s de oxígeno, desde 1 atm y 100°F hasta una presión final de 5 atm. Emple las tablas de gases ideales para determinar todas las propiedades y encuentre la temperatura del oxígeno al salir del compresor.

4.33s Una gran bomba se emplea para tomar agua del lago cercano a razón de 1 m^3/s y elevar su presión de 120 a 700 kPa, con el fin de alimentar la tubería principal de los bomberos. Si la bomba es adiabática y sin fricción, ¿cuál es la potencia necesaria para impulsarla?

4.331 Una gran bomba se emplea para tomar agua del lago cercano a razón de 35 ft^3/s y elevar su presión de 17 a 100 psia, con el fin de alimentar la tubería principal de los bomberos. Si la bomba es adiabática y sin fricción, ¿cuál es la potencia necesaría para impulsarla?

4.34s 15 kg/min de amoniaco fluyen por una tubería de 0.5 cm de diámetro y llegan a un difusor. Corriente arriba del difusor, la presión es P_A = 0.9 MPa y la temperatura es T_A = 20°C. Corriente abajo, la presión es P_B = 0.3689 MPa y la veloci-

dad V_B es de 100 m/s. Véase la figura P4.34S.

a) Encuentre la temperatura o la calidad corriente abajo. *Nota*: **Sólo** uno de estos valores puede fijarse apropiadamente en el estado localizado corriente abajo.

b) Encuentre el diámetro del difusor corriente abaio.

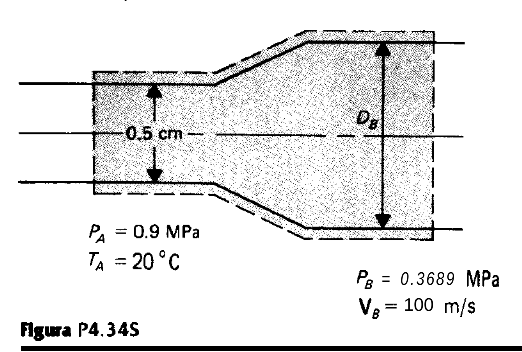


Figura P4.34S

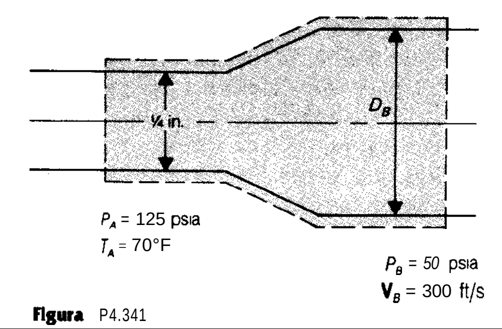


Figura P4.341

4.341 30 lbm/min de amoniaco fluyen por una tubería de 1/4 in de diámetro y llegan a un difusor. Corriente arriba del difusor, la presión es P_A = 125 psia y la temperatura es T_A = 70°F. Corriente abajo, la presión es P_B = 50 psia y la velocidad V_B es de 300 ft/s. Véase la figura. P4.34I.

a) Encuentre la temperatura o la calidad corriente abajo. *Nota* :**Sólo** uno de estos valores puede fijarse apropiadamente en el estado localizado corriente abajo.

b) Encuentre el diámetro del difusor corriente abajo.

4.35S Se emplea vapor de agua a la presión atmosférica para calentar aire en un intercambiador, como se muestra en la figura P4.35. El vapor de agua entra como vapor saturado y sale como líquido saturado. El aire entra al intercambiador a la presión atmosférica y 20°C y se calienta a presión constante. Si la rapidez del flujo de masa del aire es de 1 kg/s y la temperatura del aire a la salida es igual a 80°C, ¿cuál es la rapidez del flujo másico del agua requerida?

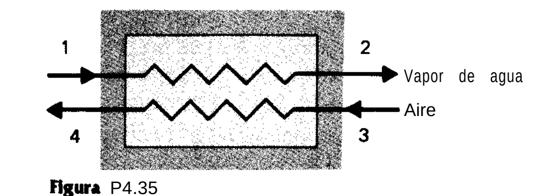


Figura P4.35

4.351 Se emplea vapor de agua a la presión atmosférica para calentar aire en un intercambiador, como se muestra en la figura P4.35. El vapor de agua entra como vapor saturado y sale como líquido saturado. El aire entra al intercambiador a la presión atmosférica y 70°F y se calienta a presión constante. Si la rapidez del flujo de masa del aire es de 2 lbm/s y la temperatura del aire a la salida es igual a 180°F, ¿cuál es la rapidez del flujo másico del agua requerida?

4.368 Un fluido pasa por una **válvula.** Las condiciones de entrada son: 1 .O MPa y 400°C; a la salida la presión es de 0.3 MPa. Véase la figura P4.36. Evalúe la temperatura a la salida para un fluido constituido por *a*) vapor de agua y *b*) aire.

4.361 Un fluido pasa por una válvula. Las condiciones de entrada son: 150 psia y 750°F; a la salida la presión es de 45 psia. Véase la figura P4.36. Evalúe la temperatura a la salida para un fluido constituido por *a*) vapor de agua y *b)* aire.

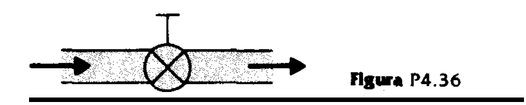


Figura P4.36

4.318 Se diseña una cámara de mezclado adiabática para obtener refrigerante 12 al estado de vapor saturado a 0.1 MPa. Véase la figura P4.37. El refrigerante 12 gaseoso a 1.0 MPa y 150°C, pasa por una válvula y entra a la cámara. El refrigerante 12 líquido entra a la cámara a 0.1 MPa y —40°C. Si la rapidez del flujo másico del refrigerante 12 gaseoso es igual a 0.080 kg/s, determine la rapidez del flujo másico del refrigerante líquido.

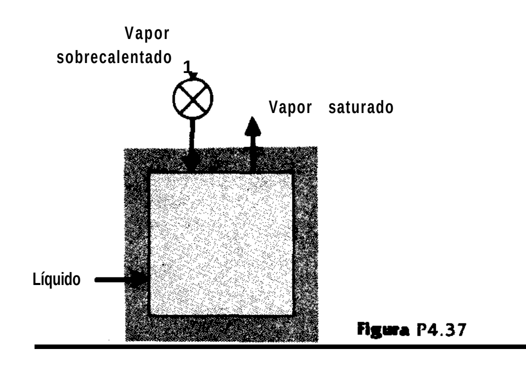


Figura P4.37

4.371 Se diseña una cámara de mezclado adiabática para obtener refrigerante 12 al estado de vapor saturado a 14.7 psia. Véase la figura P4.37. El refrigerante 12 gaseoso a 150 psia y 300°F, pasa por una válvula y entra a la cámara. El refrigerante 12 liquido entra a la cámara a 14.7 psia y —40°F. Si la rapidez del flujo másico del refrigerante 12 gaseoso es igual a 0.18 lbm/s, determine la rapidez del flujo másico del refrigerante liquido.

4.383 Un intercambiador de calor transfiere energía mediante el flujo de calor del fluido más caliente al fluido más frío, sin permitir que dichos fluidos se mezclen físicamente. Un intercambiador semejante se emplea para enfriar alcohol etílico (etanol) líquido (Tabla C.3) de 40 a 30°C. El alcohol fluye a razón de 10 kg/s. Se dispone de agua de enfriamiento a 20°C, con una rapidez de flujo igual a $\dot{m}_{H_2O}$. Véase la figura P4.38S.

a) Considere el volumen o los volúmenes de control que desee especificar para determinar la temperatura del agua a la salida. Escriba la primera ley de la termodinámica para todos esos volúmenes de control.

b) Prepare una gráfica de la temperatura de salida del agua de enfriamiento contra la rapidez del flujo másico del agua $\dot{m}_{H_2O}$. No grafique para ninguna rapidez de flujo que prediga una temperatura del agua a la salida mayor a 40°C.

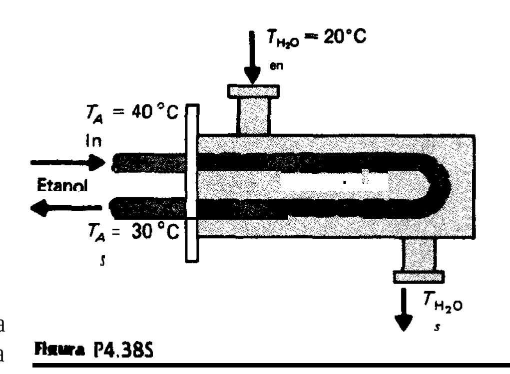
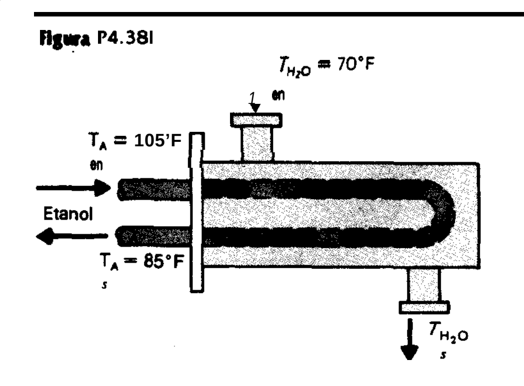


Figura P4.38S

4.381 Un intercambiador de calor transfiere energía mediante el flujo de calor del fluido mas caliente al fluido más frío, sin permitir que los fluidos se mezclen físicamente. Un intercambiador semejante se emplea para enfriar alcohol etílico (etanol) líquido (Tabla C.3) de 105 a 85°F. El alcohol fluye a razón de 20 lbm/s. Se dispone de agua de enfriamiento a 70°F, con una rapidez de flujo igual a $\dot{m}_{H_2O}$. Véase la figura P4.38I.

a) Considere el volumen o los volúmenes de control que desee especificar para determinar la temperatura del agua a la salida. Escriba la primera ley de la termodinámica para todos esos volúmenes de control.

Figura P4.38I



b) Prepare una gráfica de la temperatura de salida del agua de enfriamiento contra la rapidez del flujo másico del agua $\dot{m}$ H_2O. No grafique para ninguna rapidez de flujo que prediga una temperatura del agua a la salida mayor de **105°F.**

4.39s Un intercambiador de calor es un aparato que sirve para transferir energía del fluido mas caliente al mas frío. Las condiciones que se encuentran en un aparato semejante se muestran en la figura **P4.39S.** La corriente caliente es de aire, la corriente fría es de agua. **¿Cuántos** kilogramos por segundo se requieren de agua de enfriamiento para enfriar 2 **kg/s** de aire desde 150 hasta **100°C,** si el cambio de temperatura del agua es de **10°C?** Considere los calores específicos constantes.

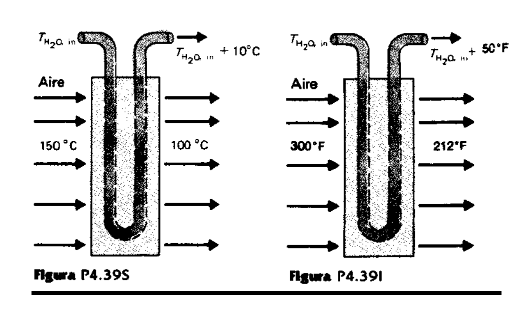


Figura P4.39S **Figura** P4.391

4.391 Un intercambiador de calor es un aparato que sirve para transferir energía del fluido mas caliente al más frío. Las condiciones que se encuentran en un aparato semejante se muestran en la figura **P4.39I.** La corriente caliente es de aire, la corriente fría es de agua. **¿Cuántas** libras masa por hora se requieren de agua de enfriamiento para enfriar 2 **lbm/h** de aire desde 300 hasta **212°F,** si el cambio de temperatura del agua es de **50** F? Considere los calores específicos constantes.

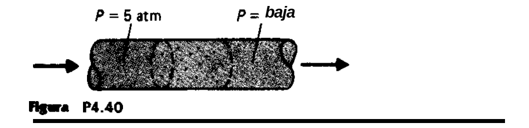
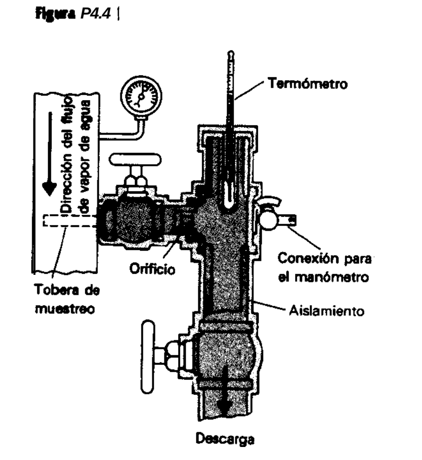


Figura P4.40

4.40 **Fluye nitrógeno** por una tubería en la que se ha insertado un tapón poroso. La caída de presión a **través** del tapón es grande. Véase la figura **P4.40.** Si corriente arriba del tapón la presión es de **5** atm, deduzca una expresión para el cambio de la temperatura del nitrógeno al pasar por dicho tapón. Escriba cualquier hipotesis necesaria.

Figura *P4.4* I



4.41s De una línea de vapor de agua se retira el vapor continuamente a **través** de un orificio. En la línea el vapor es saturado a 1 **MPa.** El vapor de agua **extraído** pasa, mediante una línea de escape, a una **cámara** que se mantiene a presión constante. La temperatura y la presión de este vapor en la **cámara** se miden y su valor es de 250 **kPa** y **135°C,** respectivamente. Vtase la figura P4.41.

a) **¿Cuál** es la calidad del vapor de agua en la línea de vapor? (El aparato descrito recibe el nombre de ***calorímetro de estrangulamiento*** y su uso es el descrito, es decir, encontrar la calidad del vapor de agua en una linea de suministro.)

b) **¿Puede** imaginar las posibles limitaciones concernientes al intervalo de la calidad en línea que puede medirse con este dispositivo?

4.411 De una línea de vapor de agua se retira el vapor continuamente a través de un orificio. En la línea, el vapor es saturado a 150 psia. El vapor de agua extraído pasa, mediante una línea de escape, a una cámara que se mantiene a presión constante. La temperatura y la presión de este vapor en la cámara se miden y su valor es de 37.5 psia y 275°F, respectivamente. Véase la figura P4.41.

a) ¿Cuál es la calidad del vapor de agua en la línea de vapor? (El aparato descrito recibe el nombre de ***calorímetro de estrangulamiento*** y su uso es el descrito, es decir, encontrar la calidad del vapor de agua en una línea de suministro.)

b) ¿Puede imaginar las posibles limitaciones concernientes al intervalo de la calidad en la línea que puede medirse con este dispositivo.?

4.428 Vapor de agua a T_A = 400°C y 10 atm entra a una tobera subsónica con una velocidad $\mathbf{V}_A$ = 30 m/s y sale de ésta con una velocidad $\mathbf{V}_B$ 100 m/s. Después de su salida de la tobera, estado *B*, el vapor de agua entra en una turbina, donde sufre una expansión hasta el estado C. En el estado C, el vapor tiene una presión de 0.08 atm, una calidad de x_c = 0.98 y una velocidad de $\mathbf{V}_C$ = 10 m/s. Si la rapidez del flujo másico al entrar a la tobera es igual a 2 kg/s, ¿cuál es la potencia entregada por la turbina?

4.421 Vapor de agua a T_A = 800°F y 160 psia entra a una tobera subsónica con una velocidad $\mathbf{V}_A$ = 100 ft/s y sale de ésta con una velocidad $\mathbf{V}_B$ 300 ft/s. Después de su salida de la tobera, estado *B*, el vapor de agua entra en una turbina, donde sufre una expansión hasta el estado C. En el estado C, el vapor tiene una presión de 1 psia, una calidad de x_c = 0.98 y una velocidad de $\mathbf{V}_c$ = 30 ft/s. Si la rapidez del flujo másico al entrar a la tobera es igual a 4.5 lbm/s, ¿cuál es la potencia entregada por la turbina?

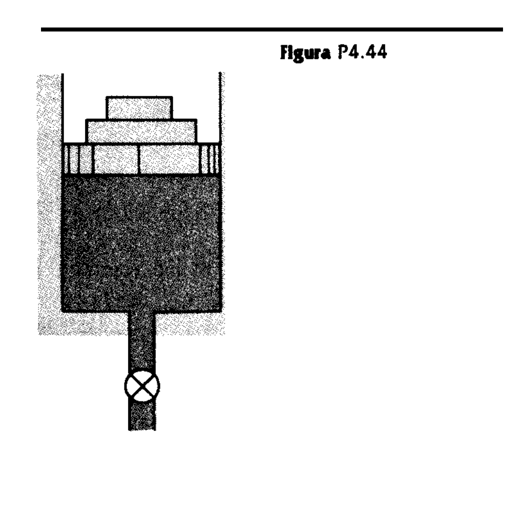
4.43s Una lamina de cobre continua pasa por un horno con velocidad de 5 m/s. La lamina tiene una sección transversal de 2 m x 0.05 m. En el horno se le calienta desde una temperatura uniforme de 27°C a la entrada, hasta una temperatura uniforme de 977°C a la salida. El horno se calienta mediante calentadores de resistencia eléctricos y se considera despreciable la transferencia de calor del horno a los alrededores. ¿Cuál es el valor de la potencia suministrada para alimentar a los calentadores?

4.431 Una lamina de cobre continua pasa por un horno con velocidad de 15 ft/s. La lámina tiene una sección transversal de 6 ft X 2 in. En el horno se le calienta desde una temperatura uniforme de 80°F a la entrada, hasta una temperatura uniforme de 2060°F a la salida. El horno se calienta mediante calentado-

res de resistencia eléctricos y se considera despreciable la transferencia de calor del horno a los alrededores. ¿Cuál es el valor de la potencia suministrada para alimentar a los calentadores?

4.44s Se emplea vapor de agua en un elevador, como se muestra en la figura 4.44. La fuente del vapor está a 1.0 **MPa** y **300°C.** El estado inicial se encuentra a 0.5 **MPa,** vapor saturado y 0.002 m^3. El vapor llena lentamente el volumen hasta que éste tiene el valor de 0.040 m^3; la masa agregada es **igual** a 0.15 kg. Determine el estado final y el calor transferido.

Figura P4.44



4.441 Se emplea vapor de agua en un elevador, como se muestra en la figura 4.44. La fuente del vapor **está** a 150 **psia** y **570°F.** El estado inicial se encuentra a 75 **psia,** vapor saturado y 0.06 ft^3. El vapor llena lentamente el volumen hasta que éste tiene el valor de 1.2 ft^3; la masa agregada es igual a 0.30 Ibm. Determine el **estado** final y el calor transferido.

4.458 Se desea llenar un balón con el helio de un tanque. El tanque es grande y su presión permanece efectivamente constante en tanto que se llena el balón. Una **válvula** entre el tanque y el **balón** controla el flujo de helio en un valor constante de 0.05 **kg/s.** La presión en el balón varía durante el proceso de llenado. La temperatura del helio a la entrada del balón es igual a **20°C.** Véase la figura P4.45.

a) Si el balón es adiabático, **¿cuál** es el trabajo realizado para llenarlo hasta una presión final de 500 **kPa,** cuando el radio del **balón** es de 2 m? (Se tardan 8 minutos en llenar el balón.)

b) **¿Cuál** es la temperatura final en el balón?

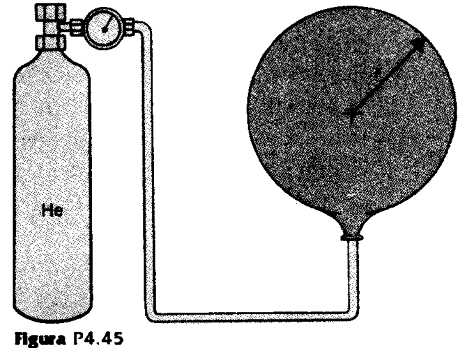


Figura P4.45

4.451 Se desea llenar un **balón** con el helio de un tanque. El tanque es grande y su presión permanece efectivamente constante en tanto que se llena el balón. Una **válvula** entre el tanque y el balón controla el flujo de helio en un valor constante de 0.1 **lbm/s.** La presión en el balón varía durante el proceso de llenado. La temperatura del helio a la entrada del balón es igual a **70°F. Véase** la figura P4.45.

a) Si el balón es adiabático, **¿cuál** es el trabajo realizado para llenarlo hasta una presión final de 60 **psia,** cuando el radio del balón es de 5 ft? (Se tarda 8 minutos en llenar el balón.)

b) **¿Cuál** es la temperatura final en el balón?

4.468 Una línea de vapor de agua de gran capacidad contiene vapor saturado a P = 1 **MPa.** Mediante una válvula, la linea se conecta a una tanque evacuado y aislado, con volumen igual a 5 m^3. A t = 0, la **válvula** se abre de golpe y el vapor fluye dentro del tanque hasta que la presión en éste iguala a la de la línea de vapor; entonces, la **válvula** se cierra **inmediata-**

mente. Al momento que la válvula se cierra, ¿cuál es la temperatura del vapor de agua en el tanque?

4.461 Una línea de vapor de agua de gran capacidad contiene vapor saturado a P = 150 psia. Mediante una válvula, la línea se conecta a una tanque evacuado y aislado, con volumen igual a 175 ft^3. At t = 0, la válvula se abre de golpe y el vapor fluye dentro del tanque hasta que la presión en éste iguala a la de la línea de vapor; entonces, la válvula se cierra inmediatamente. Al momento que la válvula se cierra, ¿cuál es la temperatura del vapor de agua en el tanque?

4.47S Una botella de 0.1 m^3 en volumen, inicialmente está llena de aire a 1 atm y 20°C. La botella se une a una línea que provee aire a 20°C y 50 atm, donde se "carga" hasta la presión de 50 atm. Se transfiere calor de la botella, de tal manera que el aire se mantiene a 20°C durante el proceso. Identifique un volumen de control apropiado. Con referencia a su volumen de control, ¿cuál es el calor tranferido durante este proceso?

4.471 Una botella de 3 ft^3 en volumen, inicialmente está llena de aire a 1 atm y 60°F. La botella se une a una línea que provee aire a 60°C y 50 atm, donde se "carga" hasta la presión de 50 atm. Se transfiere calor de la botella, de tal manera que el aire se mantiene a 60°F durante el proceso. Identifique un volumen de control apropiado. Con referencia a su volumen de control, ¿cuál es el calor tranferido durante este proceso?

4.488 Encuentre el incremento de temperatura AT que resulta durante el proceso de llenado adiabático de un tanque evacuado. Los gases entran al tanque desde una línea a 1 .O MPa y 20°C. El proceso se detiene cuando la presión en el tanque iguala la presión de la línea. Considere: *a*) aire, *b*) etano y c) argón.

4.481 Encuentre el incremento de temperatura AT que resulta durante el proceso de llenado adiabático de un tanque evacuado. Los gases entran al tanque desde una línea a 150 psia y 60°F. El proceso se detiene cuando la presión en el tanque iguala a la presión de la línea. Considere: *a*) aire, *b*) etano y c) argón.

4.498 Un tanque que contiene inicialmente H_2O a 0.05 MPa y 100°C, se conecta a una línea de vapor de agua a 0.60 MPa y 200°C y se llena hasta un nivel donde 90% (en base volumétrica) es líquido. El tanque, de 1 m^3, se mantiene a 100°C

durante el proceso. Evalúe la transferencia de calor requerida para mantener el tanque isotérmico.

4.491 Un tanque que contiene inicialmente H_2O a 7 psia y 212°F; se conecta a una línea de vapor de agua a 90 psia y 390°F y se llena hasta un nivel donde 90% (en base volumétrica) es líquido. El tanque, de 30 ft^3, se mantiene a 212°F durante el proceso. Evalúe la transferencia de calor requerida para mantener el tanque isotérmico.

4.50S Una tubería para vapor de agua lleva vapor saturado a la presión *P*. Un tanque evacuado y aislado de 3 m^3 se conecta a la línea mediante una válvula. A $t = 0$, la **válvula** se abre y el vapor fluye dentro del tanque. Cuando la presión en el tanque llega justamente al valor de la presión en la línea *P*, *se* mide la temperatura del vapor en el tanque, la cual es igual a 250°C. ¿Cuál es la presión en la linea? (Exprese su respuesta dentro de un margen de 100 kPa; por ejemplo, $1000 < P < 100$ kPa.)

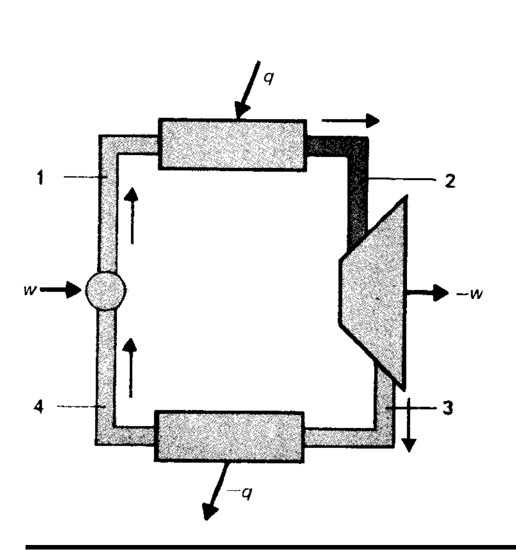
4.501 Una tubería para vapor de agua lleva vapor saturado a la presión *P*. Un tanque evacuado y aislado de 10 ft^3 se conecta a la linea mediante una **válvula.** A $t = 0$, la **válvula** se abre y el vapor fluye dentro del tanque. Cuando la presión en el tanque llega justamente al valor de la presión en la linea *P*, *se* mide la temperatura del vapor en el tanque, la cual se encuentra igual a 500°F. ¿Cuál es la presión en la línea? (Exprese su respuesta dentro de un margen de 10 psia, por ejemplo, 150 P 160 psia.)

4.51S Un ciclo de potencia emplea refrigerante 12 como fluido de trabajo y opera entre las presiones de 60 y 600 kPa; los estados del proceso, correspondientes a los puntos terminales, se muestran en el diagrama *P-h*. La calidad en el estado 3 es $x_3 = 0.98$. Véase la figura **P4.51S.**

Construya una tabla conteniendo los estados para esta maquina térmica y encuentre el trabajo neto entregado dividido entre el calor transferido al fluido de trabajo, es decir, $|w_{neto}|/{}_1q_2$. (Emplee las tablas D.ll a D.13 o las tablas computarizadas para los valores de todas las propiedades.)

4.511 Un ciclo de potencia emplea refrigerante 12 como fluido de trabajo y opera entre las presiones de 10 y 90 psia; los estados del proceso, correspondientes a los puntos terminales, se muestran en el diagrama *P-h*. La calidad en el estado 3 es $x_3 = 0.98$. Véase la figura **P4.51I.**

Construya una tabla conteniendo los estados para esta máquina térmica y encuentre el trabajo neto entregado dividido entre el calor transferido al fluido de trabajo, es decir, $|w_{neto}|/{}_1q_2$ (Emplee las tablas E. ll a E. 13 o las tablas computarizadas para los valores de todas las propiedades.)



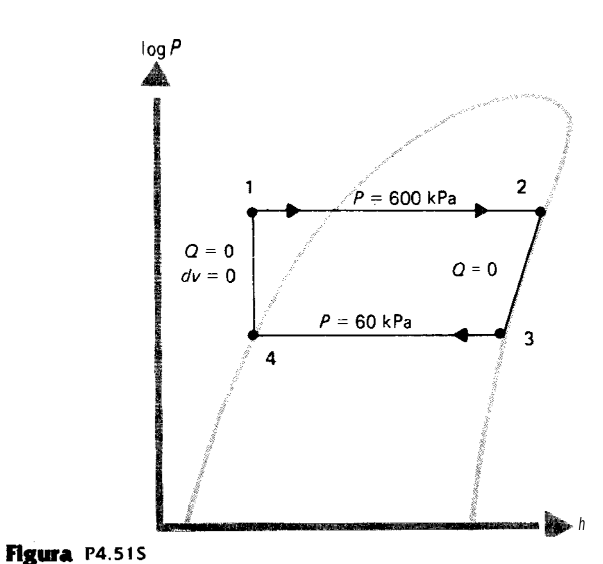
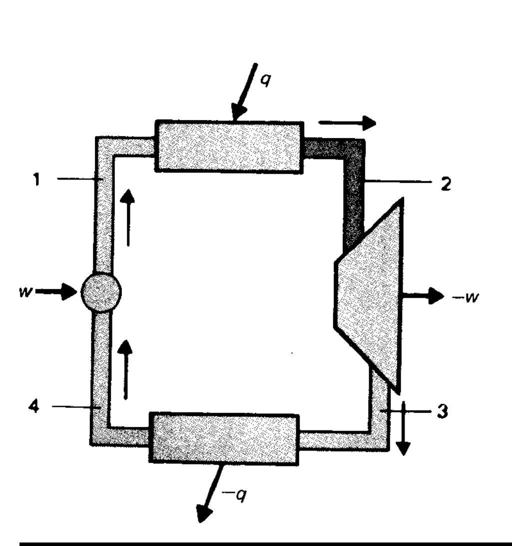


Figura P4.51S



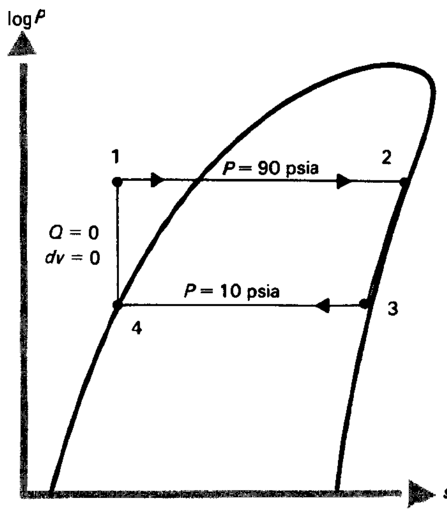


Figura P4.51E

4.52S Un ciclo de refrigeración opera entre las mismas dos presiones de la máquina térmica del problema **4.51S.** La figura **P4.52S** muestra el diagrama ***P-h.*** En el estado 3, la calidad es $x_3 = 0.8$. Construya una tabla conteniendo los estados de este ciclo de refrigeración.

a) Encuentre el valor de ${}_4q_3/{}_3w_2$.

b) Encuentre la rapidez con que debe circular el refrigerante 12, en kilogramos por segundo, para obtener una capacidad de 3 toneladas de refrigeración. *(Nota:* 1 ton = 12,000 **Btu/h. Véase** el apéndice B para los factores de **conversión.)**

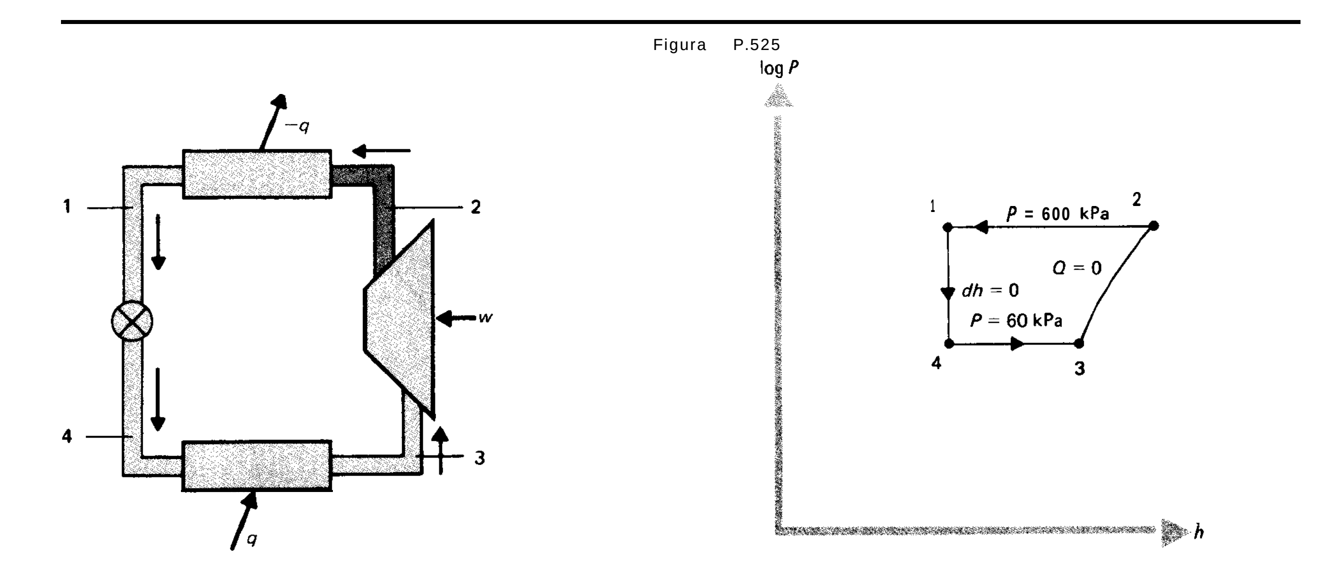


Figura P.525

4.521 Un ciclo de refrigeración opera entre las mismas dos presiones de la máquina térmica del problema 4.511. La figura **P4.52I** muestra el diagrama ***P-h.*** En el estado 3, la calidad $x_3 = 0.8$. Construya una tabla que contenga los estados de este ciclo de refrigeración.

a) Encuentre el valor de ${}_4q_3/{}_3w_2$.

b) Encuentre la rapidez con que debe circular el refrigerante 12, en libras masa por segundo, para obtener una capacidad de 3 toneladas de **refrigeración.** (***Nota*:** 1 ton = 12,000 Btu/h. Véase el apéndice B para los factores de conversión.)

Figura P4.52E

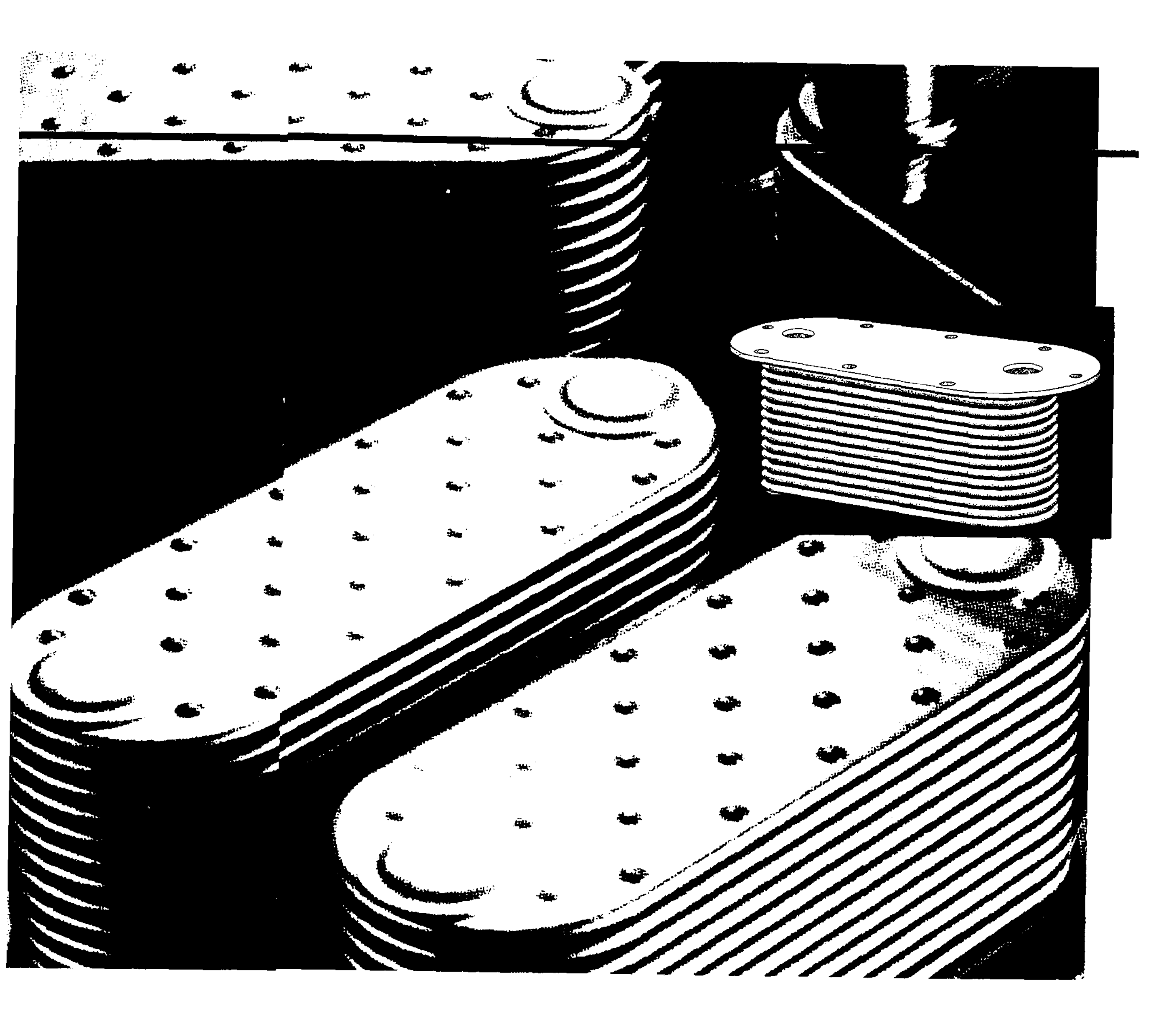
5

Entropía y segunda ley de la termodinámica

En cualquier intento de enlazar los dominios de la experiencia pertenecientes a las facetas espiritual y física de nuestra naturaleza, el tiempo ocupa una posición clave.

A. S. Eddington, The Nature of the Physical World

Enfriador por inmersión del tipo de placas para transferencia de calor desde el aceite caliente de la máquina hasta el agua en el sistema de enfriamiento de la maquina. *(Harrison Radiator Division, General Motors.)*



5.1 Introducción

La primera ley de la termodinámica y el principio de conservación de la masa describen la conservación de una propiedad particular. La primera ley expresa la forma en que se altera la energía del sistema **debidc** a la transferencia de energía por las fronteras del sistema y el transporte de masa dentro y fuera de dicho sistema. La primera ley es un procedimiento de contabilidad riguroso que describe los cambios de la energía del sistema. La conservación de la masa cuantifica los cambios de la masa en el sistema. Ambos enunciados de conservación relacionan directamente el cambio de una propiedad del sistema con la transferencia por una frontera. La segunda ley de la termodinámica también relaciona una propiedad del sistema con la transferencia de energía por las fronteras, pero la relación simplemente especifica la dirección del cambio. Como todas las otras leyes físicas empleadas en la termodinámica clásica, la segunda ley no puede ser probada, sino que es un enunciado de los fenómenos observados.

5.1.1 Observaciones físicas

Se van a presentar dos ejemplos para demostrar la incapacidad de la primera ley de la termodinámica y del enunciado de conservación de la masa para describir completamente un sistema. Los dos ejemplos van a considerar sistemas aislados, por lo que la transferencia de calor y el trabajo por las fronteras del sistema son iguales a cero. La figura **5.1*a*** presenta una cámara aislada, dividida, conteniendo vapor de agua en un lado de la división y el vacío en el otro lado. Este es el estado inicial del sistema y se indica como estado 1. Repentinamente se quita la división y el sistema alcanza el equilibrio en el estado final donde el vapor de agua llena por entero la cámara. Este estado final se denomina estado 2. Al pie de la figura se han escrito la primera ley y la conservación de la masa, indicando que la transformación es un proceso a masa constante y a energía interna constante. Es claro que estos enunciados se satisfacen y que el proceso es físicamente razonable. En la figura 5.1 ***b***, el vapor de agua llena por completo la cámara en su estado inicial 1. El sistema se transforma por sí mismo en dos subsistemas, con el vapor de agua contenido en una mitad de la cámara y un vacío perfecto en la otra mitad. Se coloca una división y este estado final corresponde al estado 2. Este caso también está descrito por un proceso a masa constante y energía interna constante, tal como se indica en la figura 5.1. De nuevo se satisfacen los principios de conservación de la masa y de la energía; sin embargo, la experiencia indica que el proceso de la figura **5.1*b*** es imposible; este proceso jamás ocurrirá, aun cuando se permita que transcurra largo tiempo. La incapacidad de la primera ley y de la conservación de la masa para explicar ésta imposibilidad indica que es necesaria otra ley fundamental.

La figura 5.2 muestra un sistema aislado conteniendo dos bloques de materiales marcados ***I*** y II. En la figura **5.2*a***, el bloque ***I*** esta a una temperatura elevaaa

T_A, en tanto que el bloque ZZ se encuentra a baja temperatura T_B. Inicialmente se han colocados juntos y aislados de los alrededores, y se señala como el estado 1. Subsecuentemente existe una transferencia de calor entre el bloque Z y el bloque ZZ hasta que al equilibrio alcanzan una temperatura común e intermedia T. Este estado final se denomina estado 2. En la figura 5.2 se presentan los enunciados de conservación de la masa y de la energía, indicando que se trata de un proceso a masa constante y energía interna constante. Se espera que la temperatura del bloque más caliente disminuya y que la temperatura del bloque mas frío aumente hacia la temperatura de equilibrio. El proceso satisface los enunciados de conservación tanto como las expectativas físicas. En la figura 5.2*b*, los dos bloques se han colocado inicialmente juntos a la misma temperatura y el estado final se obtiene cuando el bloque Z se encuentra a la temperatura elevada T_A y el bloque ZZ está a una temperatura baja T_B. De nuevo, los enunciados de conservación presentados en la figura 5.2 quedan satisfechos, pero la experiencia indica que este proceso es imposible.

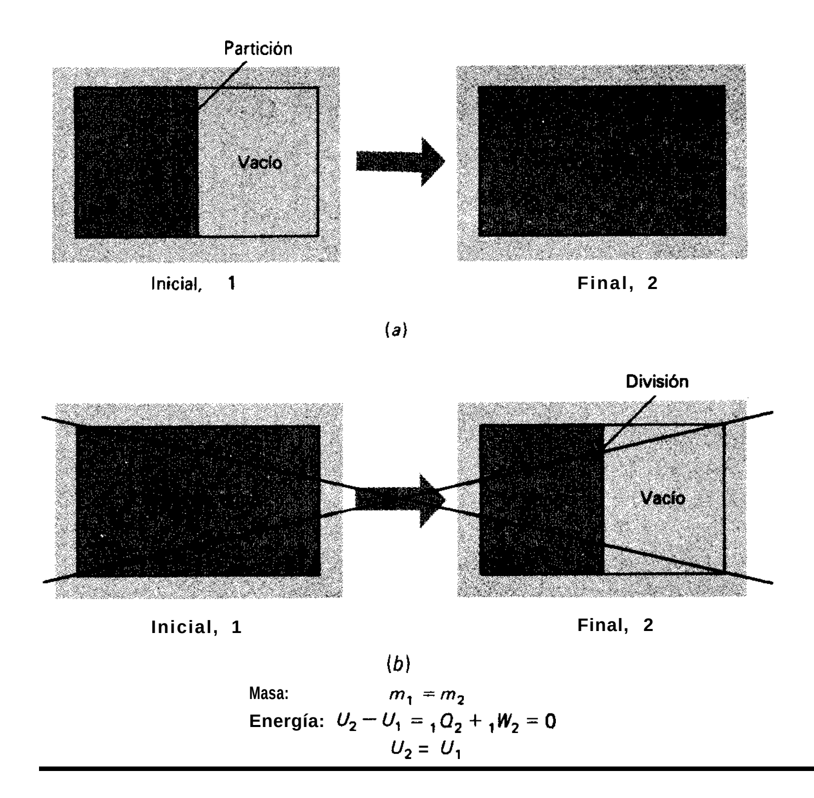


Figura 5.1 **Expansión hacia el vacío en un sistema aislado.**

Estos son solamente unos pocos ejemplos que demuestran la existencia de un principio fundamental, la segunda ley de la termodinámica, el cual no está descrito por los principios de conservación de la masa y de la energía. Estos ejemplos destacan los dos rasgos distintivos de la segunda ley de la termodinámica. Primero, la segunda ley describe la ***dirección*** de un proceso; segundo, alguna característica ter-

modindmica del sistema, una ***propiedad*** del sistema, existe y cambia siempre en la dirección especificada. Estos puntos sobresalientes se estudiarán a continuación.

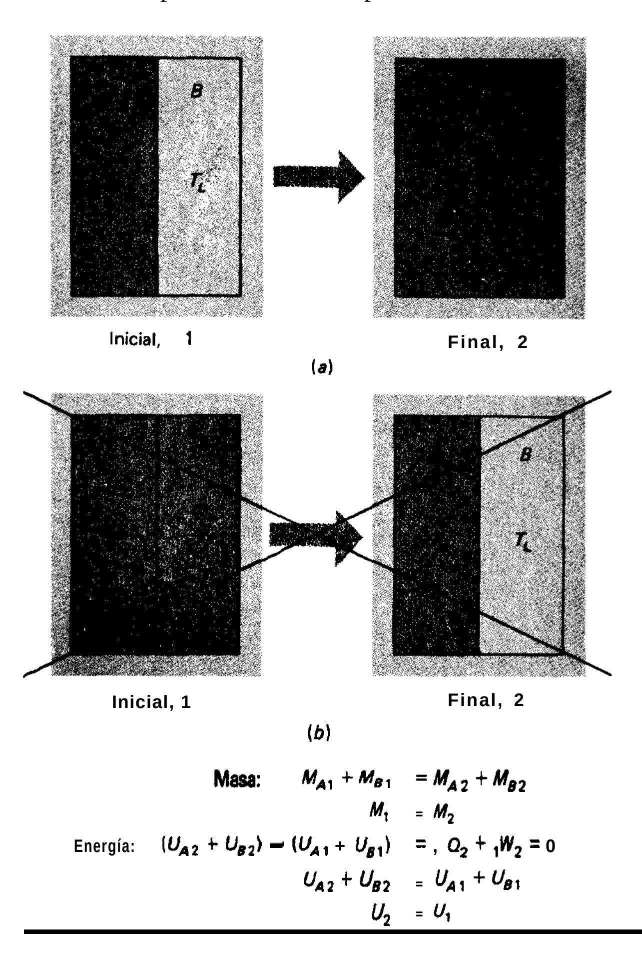


Figura 5.2 Transferencia de calor entre dos bloques que forman un sistema aislado.

En la figura 5.1, el primer ejemplo indica que el sistema **(Fig. 5.1*a*)** tiende a un estado más desordenado, y se espera que el proceso inverso del segundo caso (Fig. **5.1*b*)** tienda a un estado más organizado (es decir, un estado con **más** masas de control individuales, cada una con propiedades intensivas diferentes), sea imposible. De esta forma, existe una dirección específica para el proceso. Esta dirección parece estar relacionada con el desorden, lo aleatorio o lo incierto en la escala microscópica del sistema. Existe una incapacidad del sistema para organizarse. El ejemplo en la figura 5.2 también demuestra que el estado organizado, o estructurado, de los materiales separados en el estado 1, uno a temperatura elevada y el otro abaja temperatura, tienden hacia un estado **más** desorganizado, o menos estructurado, con una sola temperatura en el estado 2. De nuevo, el proceso inverso no es posible. Así pues, la segunda ley es necesaria para describir la dirección del proceso,

lo cual se logra mediante una propiedad del sistema que caracteriza el desorden, la desorganización o la incertidumbre de dicho sistema.

Debe notarse que el desorden, la desorganización o la incertidumbre cambia en forma diferente, en cada uno de los dos sistemas de las figuras 5.1 y 5.2. En la figura 5.1, el estado del vapor de agua varió por un nuevo acomodo en la posición de las moléculas del vapor de agua. Puesto que existen más posiciones disponibles para una molécula dada después de la expansión que antes de ésta, la incertidumbre sobre la posición de dicha molécula es mayor después de la expansión. En la figura 5.2, el estado del sistema se modifica, puesto que se permite una transferencia de calor entre los subsistemas, sin un reordenamiento espacial del sistema. Según la mecánica estadística, el desorden microscópico del material es función de la temperatura. El proceso de transferencia de calor entre los subsistemas aumenta la incertidumbre ante el desorden molecular en los dos subsistemas, en comparación con el desorden antes del proceso. (La comprobación de esto queda fuera del enfoque de la termodinámica clásica, pero estos comentarios se hacen para mostrar de dónde proviene la idea de la incertidumbre en estos procesos. Estas ideas se estudiarán cuantitativamente y con mayor detalle en el capítulo 12.) Se puede concluir que el desorden de un sistema se puede cambiar al menos en dos formas: la transferencia de calor y el reacomodo geométrico.

5.1.2 Aumento del desorden por la transferencia de calor

Los ejemplos anteriores se han referido a sistemas aislados y han sido el punto de partida para presentar la segunda ley; con todo, las transferencias de energía son fundamentales en la termodinámica y requieren de una atención especial. El ejemplo en la figura 5.2 indica que el proceso posible corresponde a la figura 5.2*a* y que el sistema aislado tiende hacia un estado menos estructurado o más aleatorio. Si se define otra vez el sistema, para que corresponda al bloque *A* o al bloque *B* solamente, entonces existe una transferencia de calor por la frontera del sistema entre los dos bloques, lo cual se muestra en el diagrama de la figura 5.3. Para la masa de control *A*, el proceso se inicia en un estado inicial a temperatura elevada y termina en un estado final a una temperatura menor como resultado de una transferencia de calor desde esta masa de control hacia el bloque *B*. Físicamente el bloque *A* pasa de un estado a temperatura elevada o menos organizado (desde el punto de vista molecular) hasta un estado a menor temperatura o más organizado (en escala molecular). Este proceso que tiende a organizar o reducir el desorden molecular en la naturaleza del bloque *A*, resulta por la pérdida de calor desde esta masa de control, o sea, una transferencia de energía negativa. En la sección 1.3, la transferencia de calor se asocia con una transferencia desorganizada de energía; por lo tanto, una transferencia de calor desde la masa de control es consistente con una disminución en el desorden del bloque *A*. Sin embargo, la masa de control *B* recibe la transferencia de calor del bloque *A* y esto se interpreta como una transferencia positiva de energía desorganizada; por consiguiente, la masa de control *B* pasa desde un estado inicial organizado a baja temperatura hasta un estado más desorganizado a mayor temperatura como resultado de la transferencia de calor. Debe recordarse que el proceso posible es aquel en que el sistema completamente aislado tiende a un estado más desorganizado

(o incierto), pero los subsistemas individualmente pueden aumentar o disminuir su desorden.

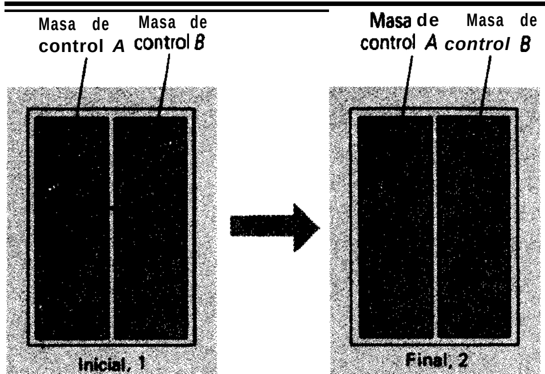


Figura 5.3 Transferencia de calor entre la masa de control A y la masa de control B.

Los últimos comentarios conectan la transferencia de calor o transferencia de energía **desorganizada** con la propiedad del sistema que caracteriza lo aleatorio de éste, su incertidumbre o el desorden de su estado. Esta conexión entre la transferencia de calor y una propiedad de incertidumbre que muestra la dirección de un proceso corresponde a la segunda ley de la termodinámica. La propiedad que describe la desorganización o incertidumbre recibe el nombre de ***entropía***. La **dirección** del proceso o cambio de estado especificado por un cambio de la entropía, está ligada a la dirección de la transferencia de calor. Las secciones subsecuentes de este capitulo presentaran el punto de vista macroscópico de la segunda ley de la termodinámica. Los **cálculos** e interpretación microscópicos se expondrán en el capítulo 12.

5.2 Entropía y segunda ley para un sistema aislado

El desorden microscópico de un sistema queda descrito por una propiedad del sistema llamada ***entropía***. Los ejemplos anteriores indican que en un sistema aislado, después de quitar las restricciones internas, se presentan procesos que no son cuantificados por la primera ley. Estos hechos se combinan en el enunciado de la segunda ley de la termodinámica:

> La **entropía** S, una propiedad **extensiva del equilibrio, siempre debe aumentar o permanecer constante en un sistema aislado.**

Esto se expresa matemáticamente como

$$dS_{\text{aislado}} \geq 0$$

o

$$(S_{\text{final}} - S_{\text{inicial}})_{\text{aislado}} \geq 0 \tag{5.1}$$

La entropía, al igual que las otras propiedades termodinámicas, **sólo** está definida para los estados en equilibrio o para procesos casi en equilibrio. La ecuación (5.1) muestra que la entropía al estado final nunca es menor a la del estado inicial para cualquier proceso que tenga lugar en un sistema aislado. En los ejemplos presentados en la sección 5.1, el estado final resultaba después de retirar una resistencia interna. El estado final tiene el valor más grande de la **entropía** en un sistema completamente aislado. Por lo tanto, un sistema compuesto por subsistemas tiende hacia el estado que incrementa a la entropía total del sistema compuesto o aislado. Esta es la entropía máxima posible sujeta a cualquier restricción que se le imponga.

Es necesario desarrollar las expresiones para los cambios de la entropfa en función de otras propiedades del sistema antes de aplicar la segunda ley. Sin embargo, primero se requiere examinar algunas características de la entropía. La entropía es una propiedad extensiva del sistema así pues, para cualquier sistema compuesto por subsistemas se expresa

$$S = m_A s_A + m_B s_B + \cdots = \sum_i m_i s_i \tag{5.2}$$

donde s es la entropía específica o entropía por unidad de masa y el subíndice denota el subsistema. La segunda ley, expresada como la integral sobre todos los elementos del sistema aislado, queda

$$dS_{\text{aislado}} = d\left(\int_m s\,dm\right)_{\text{aislado}} = d\left(\int_V \rho s\,dV\right)_{\text{aislado}} \geq 0 \tag{5.3}$$

Esta propiedad está especificada por el estado del sistema o sirve para especificar dicho estado. Como se describió en el capítulo 3, por el postulado de estado para una sustancia simple compresible, la entropía queda completamente especificada mediante dos propiedades independientes del sistema; ahora bien, se puede emplear como una propiedad independiente, combinada con cualquier otra propiedad, para especificar todas las otras propiedades. La entropía es una medida del desorden molecular de una sustancia. Los valores grandes de la entropía implican un mayor desorden o incertidumbre, en tanto que los valores bajos corresponden a estados más organizados microscópicamente. Las unidades de la entropía S son el kilojoule por kelvin o el Btu por grado rankine.

Una diferencia clave entre la segunda ley y la primera ley reside en el signo de desigualdad. La primera ley especifica una **relación** directa entre la energía y la transferencia de energía, en tanto que la segunda ley indica solamente la dirección del cambio en el desorden molecular o incertidumbre. Una presentación opcional, aunque equivalente, bastante empleada consiste en definir el término de *producción de entropía o generación de entropía* S_{gen} y eliminar el signo de desigualdad:

$$(dS - \delta S_{gen})_{\text{aislado}} = 0 \tag{5.4}$$

o

$$(S_{final} - S_{gen} - S_{inicial})_{\text{aislado}} = 0 \tag{5.5}$$

Aquí, δS_{gen} es la entropía generada durante un cambio en el estado del sistema y siempre es positiva 0 cero. La ecuación (5.4) es exactamente igual a la ecuación (5. **1),**

donde δS_{gen} representa la "cantidad de la desigualdad" que define la segunda ley. El signo negativo que precede a la generación de entropía es necesario para reducir el cambio de entropía a cero. Como se demostrará en secciones subsecuentes, δS_{gen} es una función dependiente de la trayectoria o una diferencial inexacta, a diferencia de dS que representa el cambio de una propiedad y es independiente de la trayectoria, o sea es una diferencial exacta. [La relación entre una diferencial exacta y una diferencial inexacta en la ecuación (5.4) no debe sorprender, ya que la primera ley conecta la diferencial exacta dU con las diferenciales inexactas δQ y δW. De la sección 4.6, para un proceso adiabático $dU = \delta W$ 1.

La segunda ley también se expresa con base en la rapidez del cambio cuando se consideran un intervalo de tiempo dt. En ese caso la ley queda

$$\left.\frac{dS}{dt}\right|_{aislado} = \frac{d}{dt}\left(\int_V \rho s\, dV\right)_{aislado} \geq 0 \tag{5.6}$$

0

$$\left.\frac{dS}{dt}\right|_{aislado} - \dot{S}_{gen} = 0 \tag{5.7}$$

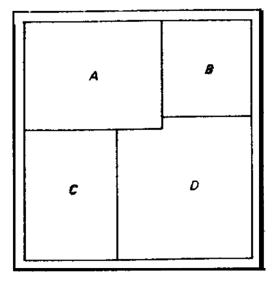
donde el punto en la parte superior $\dot{S}_{gen}$ indica la rapidez de generación de la entropía.

Las expresiones anteriores son el punto de partida para posteriores consideraciones sobre la segunda ley. El cambio de entropía para una masa de control y para un volumen de control se desarrollarán a partir de un sistema aislado; pero antes de presentar esas expresiones es necesario estudiar el caso especial de la igualdad frente a la desigualdad en la ecuación (5.1) o generación nula de entropía frente a la generación finita de entropía'en la ecuación (5.4). También se van a requerir las definiciones termodinámicas de la temperatura y de la presión.

5.3 Procesos reversibles e irreversibles

Los conceptos de procesos reversibles e irreversibles tienen un papel fundamental en termodinámica, y la meta de muchos **análisis** es la reducción de las irreversibilidades. Con el objeto de entender mejor estos conceptos, se considerará el sistema aislado de la figura 5.4. Este sistema aislado está compuesto de cierto número de subsistemas, cuatro para este ejemplo, llamados A, B, C y D. Los subsistemas pueden comunicarse térmica o mecánicamente, e incluso es factible que haya transferencia de masa por sus fronteras (con excepción de la frontera exterior del sistema aislado). Así pues, cuando se consideran los cuatro subsistemas, el sistema total está aislado. Sin embargo, si un subsistema representa al sistema, entonces los otros tres subsistemas corresponden a los alrededores del subsistema elegido. Si el subsistema A presenta transferencia de energía en forma de transferencia de calor y trabajo con los otros subsistemas, entonces el subsistema A es una masa de control y los subsistemas B, C y D son los alrededores de la masa de control A. Los procesos reversibles e irreversibles se aplican estrictamente sólo a sistemas aislados y deben interpretarse para los subsistemas (como el subsistema A) mediante una terminología apropiada. Con esto se obtiene un conjunto de subcategorías de procesos reversibles e irreversibles.

Figura 5.4 Sistema aislado compuesto por cuatro subsistemas.



La segunda ley impone una dirección en todos los procesos de un sistema aislado: $S_{final} \geq S_{inicial}$. Así pues, existe una dirección de avance o de reversa en todos los procesos. Cuando $s_{final} > s_{inicial}$ se define la dirección de avance e indica que la dirección opuesta es imposible, tal como establece la segunda ley. Este proceso se llama ***irreversible.*** Cuando $S_{final} = S_{inicial}$, tanto el proceso en dirección de avance como el que tiene lugar en dirección opuesta son posibles y el proceso recibe el nombre de ***reversible.*** El signo de la desigualdad es la clave para distinguir si se trata de un proceso reversible o de uno irreversible. Otra opción es considerar que el proceso reversible no produce generacibn de entropía, por lo que, S_{gen} es cero; en tanto que en un proceso irreversible existe una generación de entropía neta, por lo que S_{gen} es finita y positiva.

El estudio previo corresponde a un sistema aislado que puede estar compuesto por subsistemas. Los procesos reversibles e irreversibles se definen en términos de la entropía ***compuesta*** por todos los subsistemas, como requiere la segunda ley. Estos procesos también pueden ser llamados ***totalmente reversibles y totalmente irreversibles.***

Cuando un subsistema particular corresponde al sistema, por ejemplo el subsistema ***A*** de la figura 5.4, se requieren los conceptos de internamente reversible o irreversible y de externamente reversible o irreversible. Un ***proceso internamente reversible*** considera que el sistema (no los alrededores) puede invertirse a cada punto y que el proceso inverso pasa por los mismos estados. Debe observarse que esto requiere que todas las transferencias a los alrededores sean reversibles, aunque los alrededores no realicen necesariamente un proceso reversible. Un ***proceso internamente irreversible*** presenta irreversibilidades dentro de sus fronteras. Un proceso externamente reversible ***(o*** un proceso ***externamente irreversible)*** concierne a los alrededores del sistema. En el ejemplo anterior, los alrededores son los subsistemas ***B,*** C y ***D,*** por lo que un proceso externamente reversible (o un proceso externamente irreversible) especifica el proceso particular para esos subsistemas. La restricción de $S_{gen} \geq 0$ para los procesos irreversibles o reversibles es **válida** para esos **subsistemas**, pero las definiciones específicas deben esperar a la formulación de la masa de control en la sección 5.6.

Físicamente, un proceso totalmente reversible puede invertirse en cada punto y tanto el sistema como los **alrededores** (que constituyen el sistema aislado) regresan mediante el mismo proceso. El proceso total o simplemente reversible debe incluir tanto al sistema ***como*** a los alrededores. Este caso difiere significativamente del proceso internamente reversible, que considera reversible únicamente el sistema y excluye los alrededores. Naturalmente resulta más difícil de realizar un proceso totalmente reversible.

El proceso reversible es una idealización y todos los procesos reales son irreversibles, aproximándose a los procesos reversibles **sólo** en casos especiales. La figura 5.5 muestra algunos ejemplos de procesos irreversibles junto al caso reversible correspondiente. El primer ejemplo considera la expansión de una sustancia contra un pistón y un resorte inelástico. Cuando la sustancia se expande, la energía se disipa en forma de trabajo de fricción durante la interacción del pistón y la pared. El desorden dentro del pistón y la pared aumenta, por lo que la entropía aumenta y el proceso es irreversible. La fricción es un contribuyente muy común de los procesos **irre-**

versibles. El resorte inelástico también disipa algo de energía y aumenta el desorden. Esta disipación también

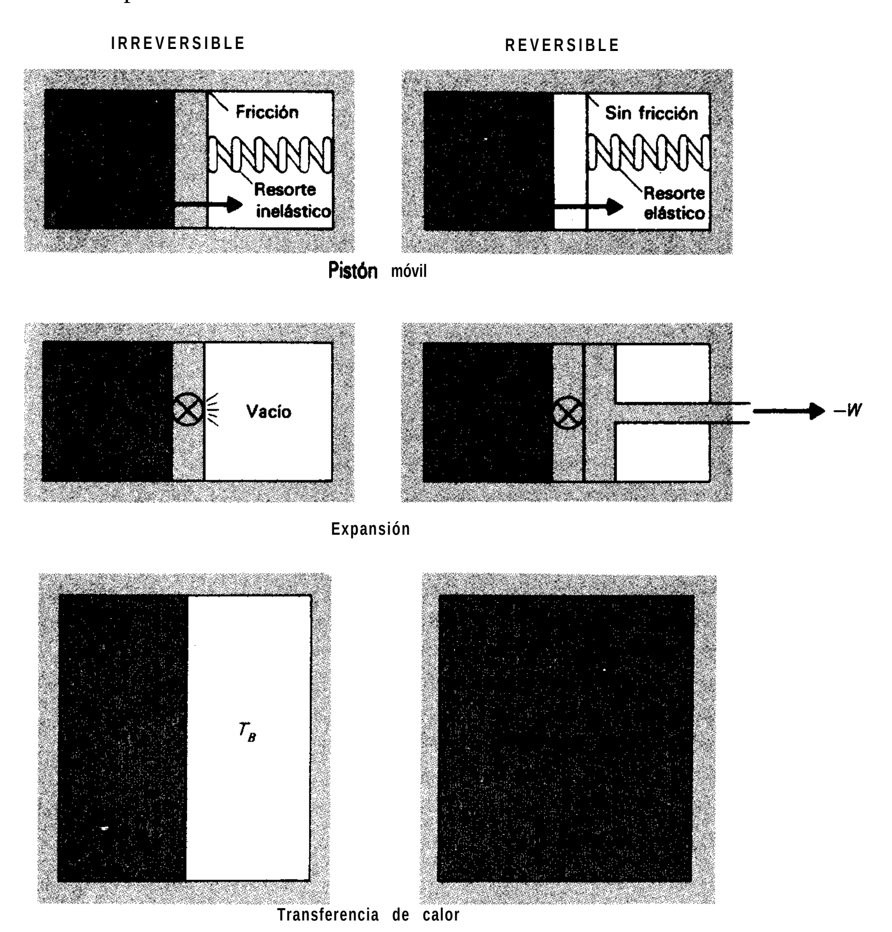


Figura 5.5 Procesos irreversibles y reversibles.

Contribuye a la irreversibilidad del proceso. Si se considera el caso ideal, donde el movimiento es sin fricción y el resorte es elástico, entoces el proceso puede invertirse en cada punto y regresar el sistema a su estado original. Por lo tanto, este proceso es reversible. La expansión sin control de vapor de agua en el vacío aumenta el desorden y naturalmente es irreversible, en tanto que una expansión controlada y lenta realiza un trabajo contra los alrededores, que pueden invertir el proceso y hacerlo reversible. La transferencia de calor cuando existe una diferencia de temperatura finita es irreversible, ya que el desorden de todo el sistema aumenta. Únicamente en el caso muy idealizado del calor que se transfiere mediante una diferencia de temperatura infinitesimal, puede obtenerse la transferencia de calor reversible. Este caso será considerado con mayor detalle en secciones subsecuentes, pero debe considerarse como una transferencia de calor ideal similar al trabajo ideal debido al movimiento de un pistón a presión constante.

En cada uno de los casos anteriores, el punto de vista ha sido el subsistema llamado *A*. Es posible que el subsistema *A* sea internamente reversible, en tanto que las irreversibilidades se presentan exteriormente a las fronteras del sistema. Específicamente, el vapor de agua en el subsistema *A*, cuando realiza una expansión gaseosa sin limitaciones **(Fig. 5.5),** puede seguir un proceso internamente reversible, a pesar de que el proceso para el sistema aislado total sea irreversible. Este caso indica que se trata de un proceso externamente irreversible. Subconjuntos similares de procesos reversibles e irreversibles son factibles para los otros ejemplos.

Los rasgos distintivos de los procesos irreversibles son la existencia de efectos disipativos que no son útiles directamente y el hecho de que los procesos pueden atravesar por estados en desequilibrio. Ambas características **tienden a** aumentar el desorden molecular, o la entropía, de los sistemas y hacen los procesos irreversibles, en tanto que los procesos reversibles progresan por estados de equilibrio y no presentan efectos disipativos. En consecuencia, los procesos reversibles son idealizaciones de las situaciones reales.

Es importante entender claramente las relaciones de los procesos reversibles e irreversibles con los procesos casi en equilibrio que se presentaron en la sección 2.2.3. La definición anterior de procesos casi en equilibrio pertenece únicamente al sistema y no indica nada sobre los alrededores. Un ***proceso reversible debe especificar la reversibilidad tanto del sistema como de los alrededores.*** Por lo tanto, un proceso reversible siempre es un proceso casi en equilibrio, ya que el sistema y los **alrededores** realizan procesos reversibles y, en consecuencia, pasan por **una** serie de estados. Asimismo, todos los procesos internamente reversibles son procesos casi en equilibrio, Asimismo, un proceso casi en equilibrio es un proceso internamente reversible, ya que ambos toman en cuenta únicamente al sistema. Un proceso casi en equilibrio no es necesariamente un proceso reversible (reversible totalmente), ya que pueden presentarse las irreversibilidades fuera de las fronteras del sistema.

5.4 **Definiciones** de la temperatura y de la presión

En la sección 2.3 se estudiaron la temperatura y la presión; sin embargo, faltaron las definiciones formales. El desarrollo hasta ahora estuvo ligado al concepto intuitivo de dichas propiedades. Ahora es posible presentar definiciones específicas. La entropía es una propiedad que necesita la definición tanto de la temperatura como de la presión. En esta sección se van a presentar las definiciones de la temperatura y de la presión, y a mostrar cómo son consistentes con los conceptos que se tienen de esas propiedades [1,2].

Las definiciones de temperatura y presión se desarrollan a partir de la forma diferencial de la energía del sistema. Como se indicó por el postulado de estado, la energía de una sustancia pura, simple y compresible se especifica mediante dos propiedades independientes cualesquiera. Así, $E = E(S, V)$ o, si se excluyen las energías cinética y potencial, $U = U(S, V)$. La diferencial de esta propiedad es una diferencial exacta:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV \qquad (5.8)$$

Las dos derivadas parciales en esta expresión son parámetros intensivos, puesto que el cociente de dos parámetros extensivos es un parámetro intensivo.

5.4.1 Temperatura

En termodinámica clásica, la temperatura se define como la primera derivada parcial de la ecuación (5.8)

$$T \equiv \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V \tag{5.9}$$

Esta definición de la temperatura es un tanto abstracta y sólo resulta apropiada si 'satisface las ideas intuitivas de temperatura. Los dos conceptos intuitivos, que deben demostrarse a partir de la definición de. temperatura previa, son el equilibrio térmico tal como queda enunciado por la ley cero (Sec. 2.3.3) y las percepciones de lo caliente y lo frío. Ambos se demuestran.a partir del ejemplo de los dos bloques mostrados en la figura 5.2.

Los diagramas de la figura 5.2 representan un sistema aislado constituido por un bloque *I*, a temperatura elevada, y un bloque *II*, a baja temperatura, que se ponen en contacto y se aíslan de los alrededores (estado 1). El estado final 2 resulta después de que los bloques quedan en equilibrio térmico a T. La primera ley establece

$$dU = d(U_A + U_B) = 0 \quad o \quad dU_A = -dU_B \tag{5.10}$$

en tanto que la segunda ley da

$$dS = d(S_A + S_B) \geq 0 \tag{5.11}$$

Cuando el sistema realiza un proceso de transferencia de calor irreversible hasta alcanzar el estado final de equilibrio, el cambio de entropía es positivo. Cuando se consideran desviaciones infinitesimales del estado final de equilibrio, entonces el cambio de entropía es igual a cero. Para el equilibrio térmico, en un sistema aislado el cambio de entropía es

$$dS = d(S_A + S_B) = 0 \tag{5.12}$$

Los volúmenes se suponen constantes sin perder generalidad. Por lo tanto, $S = S(U, V)$ se reduce a $S = S(U)$, y

$$dS = dS_A + dS_B = \left(\frac{\partial S_A}{\partial U_A}\right)_{V_A} dU_A + \left(\frac{\partial S_B}{\partial U_B}\right)_{V_B} dU_B = 0 \tag{5.13}$$

Aplicando la primera ley [Ec. (5.10)], se obtiene

$$dS = \left[\left(\frac{\partial S_A}{\partial U_A}\right)_{V_A} - \left(\frac{\partial S_B}{\partial U_B}\right)_{V_B}\right] dU_A = 0 \tag{5.14}$$

Pero en la **ecuación (5.9),** las derivadas parciales se han definido como la temperatura, en consecuencia la ecuación (5.14) se escribe

$$dS = \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B}\right) dU_A = 0 \tag{5.15}$$

El equilibrio **térmico** resulta cuando $dS = 0$, lo cual requiere que

$$T_A = T_B \tag{5.16}$$

que corresponde al requisito esperado para el equilibrio térmico. De esta forma, la definición de la temperatura en la ecuación (5.9) junto con la segunda ley satisfacen el concepto previsto por el equilibrio térmico.

En tanto que los dos bloques proceden hacia el estado final de equilibrio en la figura 5.2, la segunda ley y la definición de temperatura se combinan para describir el cambio de entropía, similar a la ecuación (5. **15),**

$$dS = \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B}\right) dU_A \geq 0 \tag{5.17}$$

De la figura 5.3, la primera ley para la masa de control *I* da

$$dU_A = \delta Q_A + \delta W_A \tag{5.18}$$

pero el bloque no realiza ningún trabajo, por lo que

$$dU_A = \delta Q_A \tag{5.19}$$

Sustituyendo la ecuación (5.19) en la ecuación (5.17) se obtiene

$$dS = \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B}\right) \delta Q_A \geq 0 \tag{5.20}$$

Inicialmente se consideró en este ejemplo que

$$T_H = T_A > T_B = T_L \tag{5.21}$$

Puesto que la segunda ley exige que $dS \geq 0$, la transferencia de calor resulta

$$\delta Q_A \leq 0 \tag{5.22}$$

En esta forma se ve que la transferencia de calor se realiza desde el bloque a temperatura elevada $T_I = T_A$ hacia el de menor temperatura $T_2 = T_B$. Exactamente esto es lo esperado, tal como se presentó en la sección 5.1.

La definición de la temperatura en la ecuación (5.9) es consistente con los conceptos intuitivos que de ella se tienen. Su medición real, **así** como la construcción de las escalas de temperatura se estudiarán en la sección 5.12.

5.4.2 Presión

La otra derivada parcial de la ecuación (5.8) se emplea para definir a la presión. La definición formal es

$$P \equiv -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S \tag{5.23}$$

Como previamente en la definición de la temperatura, esta definición de la presión resulta algo abstracta y debe satisfacer conceptos previos. Los dos conceptos intuitivos de la presión que deben demostrarse son: el equilibrio mecánico a presiones iguales y la equivalencia entre la presión así definida y la presión previamente relacionada con la fuerza [ecuación (2. 1)].

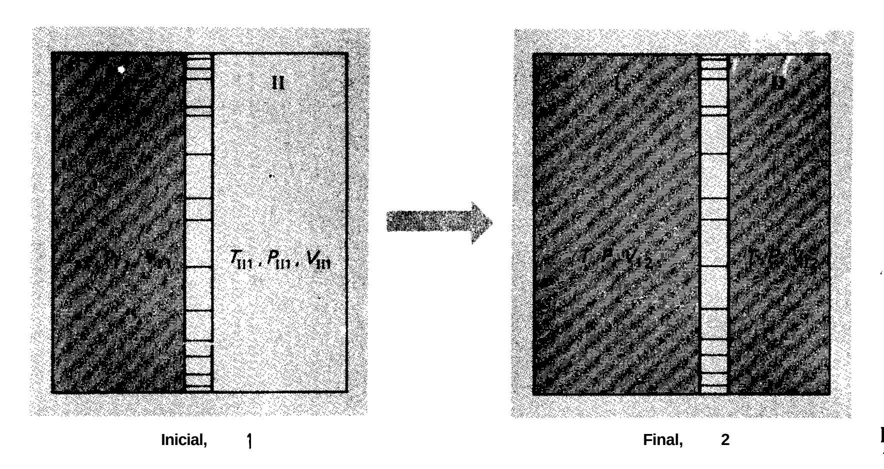


Figura 5.6 Dos subsistemas con comunicación térmica y mecánica.

El sistema considerado corresponde a un sistema aislado, compuesto por dos subsistemas que están separados por un pistón móvil. Los dos subsistemas también se comunican térmicamente. La figura 5.6 indica el estado inicial, marcado con 1, y el estado final, marcado con 2. La primera ley está dada por

$$dU = d(U_{\text{I}} + U_{\text{II}}) = 0 \qquad 0 \qquad dU_{\text{I}} = -dU_{\text{II}} \tag{5.24}$$

y el volumen total de la cámara es constante, por lo tanto,

$$dV = d(V_{\text{I}} + V_{\text{II}}) = 0 \qquad o \qquad dV_{\text{I}} = -dV_{\text{II}} \tag{5.25}$$

Como en el ejemplo del equilibrio térmico anterior, el estado final de equilibrio está definido por la segunda ley como

$$dS = d(S_{\text{I}} + S_{\text{II}}) = 0 \tag{5.26}$$

El postulado de estado conduce a $S = S(U, V)$, por lo que

$$dS = \left(\frac{\partial S_I}{\partial U_I}\right)_{V_I} dU_I + \left(\frac{\partial S_I}{\partial V_I}\right)_{U_I} dV_I + \left(\frac{\partial S_{II}}{\partial U_{II}}\right)_{V_{II}} dU_{II} + \left(\frac{\partial S_{II}}{\partial V_{II}}\right)_{U_{II}} dV_{II} \qquad (5.27)$$

Con las ecuaciones (5.24) y (5.25),

$$dS = \left[\left(\frac{\partial S_I}{\partial U_I}\right)_{V_I} - \left(\frac{\partial S_{II}}{\partial U_{II}}\right)_{V_{II}}\right] dU_I + \left[\left(\frac{\partial S_I}{\partial V_I}\right)_{U_I} - \left(\frac{\partial S_{II}}{\partial V_{II}}\right)_{U_{II}}\right] dV_I \qquad (5.28)$$

Las dos primeras derivadas parciales de la ecuación (5.28) son temperaturas, como se definieron en la ecuación (5.9). Se emplea la ecuación (1.16) para eliminar la tercera y la cuarta derivadas parciales mediante

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_U \left(\frac{\partial V}{\partial U}\right)_S \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V = -1 \qquad (5.29)$$

Por lo tanto,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_U = \frac{-1}{(\partial V/\partial U)_S (\partial U/\partial S)_V} \qquad (5.30)$$

y la ecuación (1.17) da

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_U = -\frac{(\partial U/\partial V)_S}{(\partial U/\partial S)_V} \qquad (5.31)$$

Así, por las definiciones de temperatura y presión se obtiene

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_U = \frac{P}{T} \qquad (5.32)$$

y la ecuación (5.28) queda

$$dS = \left(\frac{1}{T_I} - \frac{1}{T_{II}}\right) dU_I + \left(\frac{P_I}{T_I} - \frac{P_{II}}{T_{II}}\right) dV_I \qquad (5.33)$$

Como $dS = 0$ al equilibrio termodinámico y dU_I y dV_I son independientes, cada expresión dentro de los paréntesis debe ser cero; o sea

$$\frac{1}{T_{II}} - \frac{1}{T_{II}} = 0 \qquad 0 \qquad T_I = T_{II} \qquad (5.34)$$

$$\frac{P_I}{T_I} - \frac{P_{II}}{T_{II}} = 0 \qquad 0 \qquad P_I = P_{II} \qquad (5.35)$$

Esta última expresión es la igualdad requerida por el equilibrio mecánico.

Las definiciones de temperatura y presión dadas en las ecuaciones (5.9) y (5.23), respectivamente, se sustituyen en la ecuación (5.8) para dar

$$dU = T\,dS - P\,dV \qquad (5.36)$$

Esta relación es extremadamente importante y de uso general en termodinámica. Se conoce con el nombre de *ecuación de Gibbs* y se le estudiará en la sección 5.5. Gene-

ralmente se aplica a una masa de control. La primera ley para una masa de control es

$$dU = \delta Q + \delta W \tag{5.37}$$

Para un proceso adiabático y reversible, la ecuación (5.36) da

$$dU = -P\,dV \tag{5.38}$$

y la ecuación (5.37) queda

$$dU = \delta W \tag{5.39}$$

La comparación entre estas últimas expresiones indica que la **definición** previa de **la** presión mediante la fuerza en la ecuación **(2.1),** que se emplea en las relaciones de trabajo de la **ecuación (2.16),** está de acuerdo con la definición de la presión mediante la ecuación (5.23).

En consecuencia, las definiciones de la temperatura y de la presión, en términos de las derivadas parciales de la energía interna [Ecs. (5.9) y **(5.23)],** resultan consistentes con el comportamiento esperado de estas propiedades. El objetivo siguiente es presentar los valores y las relaciones para determinar la entropía.

5.5 La entropía como una propiedad

La entropía es una propiedad que se especifica para cada estado de equilibrio de una sustancia. La entropía representa el desorden o incertidumbre en escala microscópica; sin embargo, macroscopicamente se le emplea como todas las otras propiedades. Por consiguiente, las relaciones presentadas en el capítulo para las otras propiedades se interpretan aquí para esta propiedad. El postulado de estado para una sustancia pura, **simple** y compresible, establece que dos propiedades intensivas independientes especifican el estado. Por lo tanto, la entropía es una propiedad adicional que puede utilizarse para especificar un estado. Como en todas las propiedades anteriores, los datos para la entropía se encuentran en formas tabular, gráfica, de ecuaciones y computadas. Las tablas de vapor de agua **proporcionan** la información tabulada de la entropía del vapor de agua y los métodos de interpolación descritos en el capítulo 3 para obtener v, u y ***h*** también se aplican a ***s*.** Dentro de la región de saturación, la entropía se evalúa con la calidad mediante

$$s = s_l + x s_{lg} \tag{5.40}$$

En los apéndices D y E se presentan las tablas con los valores numéricos de las propiedades termodinámicas para varias sustancias.

La presentación gráfica de la **información** sobre las propiedades se emplea ampliamente en los **análisis termodinámicos.** Hasta este momento el **interés** de los análisis se centró en el diagrama ***P-v*.** El diagrama *P-v* es muy importante en los **cálculos** sencillos de trabajo compresible, dado que el **área** gráfica bajo la curva del proceso representa el trabajo realizado. Muchos análisis **termodinámicos** que se realizarán en las secciones subsecuentes emplean los diagramas *T-s* y h-s. En la **figu-**

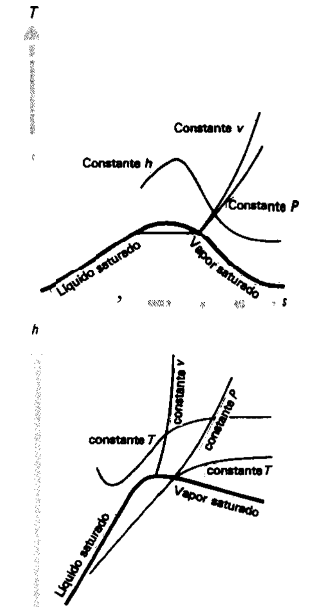


Figura 5.7 Los diagramas *T—s* h—s.

ra 5.7 se muestran los diagramas *T-s* y h-s generales (en los apéndices D y E se presentan para sustancias específicas). En el diagrama *T-s* se muestran las líneas de volumen, presión y entalpía constantes. El diagrama h-s recibe el nombre de ***diagrama de Mollier*** y se indican las líneas de volumen, presión y temperatura constantes. Para gases ideales, con c_p independiente de la temperatura, los diagramas *T-s* y h-s son semejantes, ya que h es directamente proporcional a *T*.

Ejemplo 5.1

Evalúe la entropía (por unidad de masa) para el agua y el refrigerante 12 en los siguientes estados con P = 100 kPa: líquido saturado, vapor saturado, T = 150°C y T = 200°C. Emplee las tablas D.8, D.9 y D. 10 para el agua y las tablas D.ll, D.12 y D.13 para el refrigerante 12.

Solución

Todos los estados están especificados y las propiedades se encuentran en las tablas indicadas. Por lo tanto, en kilojoules por kilogramo-kelvin,

	s_l	s_g	s_{150}	s_{200}
Agua	1.3020	7.3598	7.6146	7.8347
Refrigerante 12	0.89454	1.5749	1.9273	2.0075

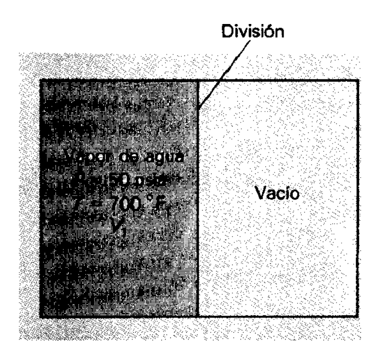
Comentarios

No es posible comparar los valores absolutos de s entre sustancias diferentes, ya que difiere el estado de referencia para cada una. El aumento de la entropía de izquierda a derecha en la tabla anterior, satisface los conceptos físicos de aumento en el desorden molecular. El estado de líquido saturado está más ordenado que el de vapor saturado. Los estados de vapor sobrecalentado están mas desordenados molecularmente que los estados de saturación.

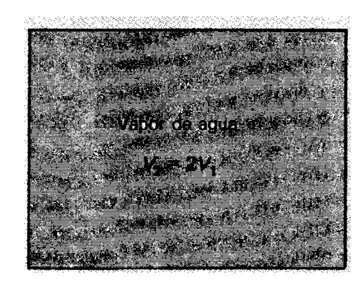
Ejemplo 5.2

El vapor de agua ocupa la mitad de la cámara aislada dividida que muestra la figura. La presión y temperatura iniciales del vapor de agua son 50 psia y 700°F. La otra mitad de la cámara está al vacío. Se retira la división y el vapor ocupa el volumen entero, al terminar el proceso. Halle la temperatura final del vapor de agua y el aumento de la entropía, (generación de entropía) de dicho proceso.

Diagramas



Inicial, 1



Final, 2

Solución

El estado inicial está completamente especificado y se conoce el volumen final:

Estado	P, psia	T, °F	V, ft³	u, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
1	50	700	V_1		
2			$2V_1$		

Se elige la masa de control como el vapor de agua ocupando el volumen total de la cámara; dado que la masa es constante, se tiene

Primera ley: $U_1 = U_2$

Segunda ley: $S_2 - S_1 \geq 0$ o $S_{gen} = S_2 - S_1 \geq 0$

o, en base a la unidad de masa,

Primera ley: $u_1 = u_2$

Segunda ley: $s_2 - s_1 \geq 0$ o $s_{gen} = s_2 - s_1 \geq 0$

A partir de la primera ley se encuentra la segunda propiedad necesaria para conocer el estado 2. De la tabla E.10 se obtiene: v = 13.741 ft³/lbm, u_1 = 1254.2 Btu/lbm y s_1 = 1.8809 Btu/(lbm . "R). El estado final queda especificado por $v_2 = 2\,v_1$ = 27.482 ft/lbm (dado que la masa es constante) y $u_2 = u_1$ = 1254.2 Btu/lbm. Interpolando primero en u y después en v, de la tabla E.10 se obtiene

$T_2 = 697.6$°F $P_2 =$ 25.03 psia s_2 = 1.9569 Btu/(lbm . "R)

Por lo tanto, la generación de entropía es

$s_{gen} = s_2 - s_1 =$ 0.0760 Btu/(lbm . "R) = 0.3182 kJ/(kg . K)

y claramente se ve que el proceso es irreversible.

Comentarios

El proceso casi es isotérmico, ya que T_2 es menor que T_1 en **sólo** una fracción del 1 %. Comprobando en los diagramas de compresibilidad, se observa que los estados se aproximan bastante mediante la ecuación de estado del gas ideal. Un proceso a energía interna constante también es isotérmico ya que

$$du = c_v\, dT$$

Por consiguiente, es de esperarse que $T_1 \approx T_2$ como se **evaluó** en este ejemplo. Este hecho ayuda a establecer el estado final mediante las tablas de propiedades.

5.5.1 Relaciones para la entropía

En la sección *5.4* se definieron la temperatura y la presión como propiedades en el equilibrio. El postulado **de** estado indica ‘que $U = U(S, V)$, por lo que el cambio de la energía interna combinado con las definiciones de la temperatura y de la presión conduce a

$$dU = T\,dS - P\,dV \tag{5.36}$$

Ésta es la ecuación de Gibbs que relaciona las propiedades termo dinámicas al equilibrio. Por consiguiente, esta expresión no depende de la trayectoria entre dos estados cualesquiera sino Únicamente de la sustancia. Una ecuación semejante se obtiene para la entalpía:

$$dH = d(U + PV) = dU + P\,dV + V\,dP \tag{5.41}$$

Sustituyendo dU mediante la ecuación *(5.36)* se obtiene

$$dH = T\,dS + V\,dP \tag{5.42}$$

Estas expresiones se presentan en base intensiva como

$$du = T\,ds - P\,dv \tag{5.43}$$

$$dh = T\,ds + v\,dP \tag{5.44}$$

Los cambios de la entropía se obtienen directamente de estas ecuaciones; así,

$$dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T}\,dV \tag{5.45}$$

$$dS = \frac{dH}{T} - \frac{V}{T}\,dP \tag{5.46}$$

o

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{P}{T}\,dv \tag{5.47}$$

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v}{T}\,dP \qquad (5.48)$$

Ejemplo 5.3

Considere la vaporización del agua a 100 **kPa.** Empleando las ecuaciones (5.47) y **(5.48),** evalúe el cambio de entropía por unidad de masa (es decir, la variación de la entropía entre el estado de líquido saturado y el estado de vapor saturado, s_{lg}), a partir de los valores tabulados de u, h, P, T y v.

Solución

La evaporación de agua a presión constante también se realiza a temperatura constante. La ecuación (5.47) se integra entre los estados de líquido saturado y de vapor saturado; suponiendo que P y T son constantes, se obtiene

$$\int_{s_l}^{s_g} ds = \int_{u_l}^{u_g} \frac{du}{T} + \int_{v_l}^{v_g} \frac{P}{T}\,dv$$

$$s_g - s_l = \frac{1}{T_{sat}}(u_g - u_l) + \frac{P_{sat}}{T_{sat}}(v_g - v_l)$$

$$s_{lg} = \frac{u_{lg}}{T_{sat}} + \frac{P_{sat}}{T_{sat}} v_{lg}$$

$$= \frac{2089.0}{372.75} + \frac{100}{372.75}(1.6898) = 6.0576\ \text{kJ/(kg}\cdot\text{K)}$$

$$= 1.4469\ \text{Btu/(lbm}\cdot{}^\circ\text{R)}$$

Como la evaporación es a presión constante, la ecuación (5.48) da

$$\int_{s_l}^{s_g} ds = \int_{h_l}^{h_g} \frac{dh}{T} - \int_{P_{sat}}^{P_{sat}} \frac{v}{T}\,dP = \int_{h_l}^{h_g} \frac{dh}{T}$$

$$s_g - s_l = \frac{h_g - h_l}{T_{sat}} = \frac{h_{lg}}{T_{sat}} = \frac{2258}{372.75} = 6.0577\ \text{kJ/(kg}\cdot\text{K)}$$

$$= 1.4469\ \text{Btu/(lbm}\cdot{}^\circ\text{R)}$$

Estos resultados deben compararse con los valores tabulados de 6.0578 kJ/(kg . K) = 1.4470 Btu/(lbm . °R).

Comentarios

Se encuentra que las ecuaciones (5.47) y (5.48) son las relaciones requeridas entre las propiedades termodinámicas, describen las superficies de las propiedades y dependen únicamente de los estados.

En el capítulo 3 se presentaron las ecuaciones de estado que relacionan matemáticamente las propiedades de una sustancia en particular. En la sección 3.5.2, se

mostró su gran utilidad para sustancias particulares. Ahora se van a estudiar los cambios de la entropía para las idealizaciones de un gas ideal y de un fluido incompresible.

5.5.2 Relaciones para un gas ideal

La ecuación de estado para un gas ideal es $Pv = RT$ y, como se estableció en la sección 3.2, el cambio de la energía interna sólo es función de la temperatura. Esto puede demostrarse si se vuelve a escribir la ecuación (5.47) como

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{R}{v}\,dv \tag{5.49}$$

donde $P/T = R/v$ para un gas ideal. Como ds es una diferencial exacta, la ecuación (1.31) da

$$\left[\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{1}{T}\right)\right]_u = \left[\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{R}{v}\right)\right]_v \tag{5.50}$$

Pero el lado derecho de esta expresión es cero, así

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u = 0 \tag{5.51}$$

Por consiguiente, para una energía interna constante, la temperatura es independiente del volumen específico; o sea que la temperatura sólo es función de la energía interna. Asimismo, la energía interna es sólo función de la temperatura; es decir, $u = u$ (T únicamente), y las ecuaciones. (3.19) y (3.22) dan

$$du = c_v\,dT \qquad y \qquad dh = c_P\,dT$$

Estas relaciones y la ecuación de estado se combinan con la ecuación de Gibbs en las ecuaciones (5.47) y (5.48) para dar

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R\frac{dv}{v} \tag{5.52}$$

$$ds = c_P \frac{dT}{T} - R\frac{dP}{P} \tag{5.53}$$

Mediante la integración de estas últimas ecuaciones se valúan los cambios finitos de la entropía, obteniéndose

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \tag{5.54}$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_P \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \tag{5.55}$$

Se emplean cualquiera de las dos expresiones anteriores para determinar el cambio de la entropía, según la información con que se cuente. A diferencia de la energía interna y de la entalpía para un gas ideal, que sólo requieren la temperatura para su evaluación, la entropía necesita de dos propiedades [véanse las ecuaciones (5.52) y (5.53)]. La evaluación completa del cambio de la entropía requiere la forma funcional de la variación del calor específico con la temperatura.

Con frecuencia, los calores específicos se aproximan con buena precisión mediante el simple valor promedio. Así, para calores específicos constantes.

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \tag{5.56}$$

$$s_2 - s_1 = c_P \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \tag{5.57}$$

La tabla C.2 presenta los calores específicos a 300 K para varios gases.
Se obtienen valores más exactos de los cambios de la entropía, cuando se emplean las variaciones de los calores específicos con la temperatura al integrar las ecuaciones (5.54) y (5.55). En las tablas D. 1 y E. 1 se presenta la dependencia de los calores específicos con la temperatura, a presión constante, para varios gases. Estas expresiones se sustituyen dentro de las integrales y se obtienen los valores del cambio. Debe observarse que $c_p \cdot c_v = R$, por lo que únicamente es necesario realizar la integración de c_p. Cuando se incluye la dependencia de c_p con la temperatura, se dice que los resultados corresponden a soluciones con calores específicos variables.

Poca diferencia se observa cuando se determina s mediante las tablas de gases, tablas D.2 a D.7 o tablas E.2 a E.7, en comparación con las propiedades estudiadas en el capítulo 3; dado que estas tablas se basan en las relaciones de gas ideal, los valores de u y h son únicamente función de la temperatura. Por lo tanto, las tablas se presentan en función de una sola propiedad T, a diferencia de las tablas de vapor de agua (tablas D.8 a D.10 y E.8 a E.10), que requieren *dos* propiedades independientes para definir un estado. Sin embargo, para la entropía de un gas ideal, las ecuaciones (5.54) y (5.55) muestran que esta propiedad no depende únicamente de T, sino que se requiere especificar una segunda propiedad independiente (con frecuencia v o P). Si se escoge P como la segunda variable independiente, el valor de s se obtiene escribiendo la ecuación (5.55) como

$$s - s_{ref} = \int_{T_{ref}}^{T} c_P \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P}{P_{ref}} = s_0(T) - R \ln \frac{P}{P_{ref}} \tag{5.58}$$

donde

$$s_0(T) \equiv \int_{T_{ref}}^{T} c_P \frac{dT}{T}$$

En esta forma, s se determina mediante la suma de $s_0 (T)$, que es sólo función de T, con un segundo término que es función únicamente de P. El subíndice 0 en $s_0 (T)$ indica que ésta es la parte de la entropía de un gas ideal que depende de la temperatura y no se trata de un valor de referencia. En las tablas de gases se tabula $s_0 (T)$, al que con frecuencia se le da el símbolo ϕ, y el valor de $s - s_{ref}$ se obtiene sim-

plemente restando el término que contiene la presión, $R \ln (P/P_{ref})$, de $s_o(T)$. La diferencia de la entropía entre dos estados es

$$s_2 - s_1 = s_0(T_2) - s_0(T_1) - R \ln \frac{P_2}{P_{ref}} + R \ln \frac{P_1}{P_{ref}} \qquad (5.59)$$

o

$$s_2 - s_1 = s_0(T_2) - s_0(T_1) - R \ln \frac{P_2}{P_1} \qquad (5.60)$$

El estado de referencia se ha elegido al cero absoluto de temperatura y a la presión atmosférica.

5.5.3 Relaciones para fluidos incompresibles y sólidos

La ecuación de estado para fluidos incompresibles y sólidos, tal como se estableció en la ecuación (3.32), es v = constante. La ecuación (3.34 *a*) establece que

$$du = c\,dT$$

Se sustituye esta expresión en la ecuación (5.47) para obtener el cambio de la entropia,

$$ds = c\frac{dT}{T} + \frac{P}{T}dv \qquad (5.61)$$

pero v = constante, por lo que

$$ds = c\frac{dT}{T} \qquad (5.62)$$

Los cambios finitos de la entropía resultan

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c\frac{dT}{T} \qquad (5.63)$$

Si se aproximan los calores específicos a una constante, entonces

$$s_2 - s_1 = c \ln \frac{T_2}{T_1} \qquad (5.64)$$

De lo contrario, se debe integrar respecto a la temperatura. Con $dh = du + P\,dv + v\,dP$ y la ecuación (5.48), se obtiene el mismo resultado.

Ejemplo 5.4

Se ponen en contacto dos bloques *A* y *B*, que están a 200 y 1000°F, respectivamente, y se les aisla del ambiente, permitiendo que lleguen a un estado final de equilibrio térmico. Calcule el cambio de entropía para cada bloque y el del sistema aisla-

do. El bloque A es de aluminio [c_p = 0.215 Btu/(lbm · °R)] con m_A = 1 lbm y el bloque B es de cobre [c_p = 0.092 Btu/(lbm . °R)] con m_B = 2 lbm.

Solución

La figura 5.2 presenta el diagrama del sistema. Los bloques son incompresibles, por lo que sólo se require la temperatura para especificar los estados. Se conocen las temperaturas iniciales y se desconoce la temperatura final. La primera y la segunda leyes para el sistema aislado son

1. Primeraley $dU = \delta Q + \delta W = 0$

$$U_2 - U_1 = 0$$

$$U_{2A} + U_{2B} = U_{1A} + U_{1B}$$

2. Segunda ley $dS \geq 0$ o $dS - \delta S_{gen} = 0$

$$S_{gen} = S_2 - S_1 = (S_{2A} + S_{2B}) - (S_{1A} + S_{1B})$$

o

$$S_{gen} = (S_{2A} - S_{1A}) + (S_{2B} - S_{1B})$$

Las propiedades se obtienen mediante las ecuaciones (3.34 *a*) y (5.64) como

$$U_2 - U_1 = mc(T_2 - T_1)$$

$$S_2 - S_1 = mc \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Se emplea la primera ley para determinar el estado final. Se acomoda la expresión anterior para la primera ley y queda

$$U_{2A} - U_{1A} = U_{1B} - U_{2B}$$

$$m_A c_A (T_{2A} - T_{1A}) = m_B c_B (T_{1B} - T_{2B})$$

Con $T_{2A} = T_{2B} = T_2$, despejando se obtiene

$$T_2 = \frac{m_A c_A T_{1A} + m_B c_B T_{1B}}{m_A c_A + m_B c_B} = 568.9°\text{F} = 298.3°\text{C}$$

La entropía generada se dio anteriormente como

$$S_{gen} = m_A c_A \ln \frac{T_2}{T_{1A}} + m_B c_B \ln \frac{T_2}{T_{1B}}$$

$$= +0.0955 \text{ Btu/°R} - 0.0644 \text{ Btu/°R} = +0.0311 \text{ Btu/°R}$$

$$= +0.0591 \text{ kJ/K}$$

Por consiguiente, hay un aumento de la entropía del bloque A igual a + 0.0955 Btu/°R y una disminución de la entropía del bloque B de -0.0644 Btu/°R. La generación de entropía para el sistema aislado es mayor que cero, como establece la segunda ley; por lo tanto, este es un proceso irreversible.

Comentarios

La temperatura final es un promedio ponderado de los valores iniciales, como lo especifica la primera ley. La temperatura final, junto con las propiedades de los materiales, determina la entropía generada dentro de cada bloque. La entropía generada debe ser cero o positiva para un sistema aislado, pero cada bloque realiza cambios en direcciones diferentes. El bloque *A* aumenta su temperatura, por lo que crece el desorden molecular y la entropía es mayor. El bloque *B* disminuye su temperatura, por lo que se vuelve más ordenado molecularmente y la entropía disminuye. Puesto que la transferencia de calor del bloque *B* al bloque *A* está asociada con una transferencia de la desorganización, estos aumentos y disminuciones son esperados.

Además, cuando la temperatura del bloque *B* se parece a la del bloque *A*, es decir, T_{1B} = 250°F, entonces la generación de entropía es (T_2 = 223.1 °F)

$$S_{gen} = +0.00740 \text{ Btu/°R} - 0.00711 \text{ Btu/°R} = +0.00029 \text{ Btu/°R}$$

Por lo tanto, los cambios de la entropía de cada bloque son mucho menores que para el caso en que existen grandes diferencias de temperatura. El proceso es irreversible pero como las temperaturas iniciales de los bloques son parecidas, éste se asemeja a un proceso reversible.

5.6 Formulación de la masa de control

Se ha presentado la segunda ley para un sistema aislado y, como indican los procesos irreversibles y reversibles, se'ha visto que en estos los procesos son direccionales. Este sentido de dirección del cambio de la entropía para un sistema aislado es un aspecto fundamental e importante de la segunda ley. Sin embargo, un sistema aislado es un tanto abstracto y mucho del interés primordial de los análisis termodinámicos reside en los sistemas de masa de control y de volumen de control. Por lo tanto, la segunda ley debe transformarse para considerar estos puntos de vista. En esta sección se estudiará'la formulación de la masa de control y en la sección 5.7 se considerará la formulación del volumen de control.

Varios ejemplos anteriores de este capítulo consideran un. sistema aislado como un conjunto de subsistemas. Uno de los subsistemas corresponde a la masa de control, en tanto que los restantes conforman los alrededores. Desde este punto de vista, una masa de control general realiza un proceso con transferencia de energía arbitraria con los alrededores, constituyendo dicha masa de control, junto con los alrededores, un sistema aislado. Se desea conocer el cambio de entropía para la masa de control; por lo tanto, se idealizan y especifican los alrededores de manera que los únicos cambios de entropía sin especificar sean los que están asociados con la masa de control.

Una masa de control intercambia energía con los alrededores mediante trabajo y transferencia de calor. Por consiguiente, se conciben dos tipos de subsistemas idealizados para los alrededores: ***un depdsito de trabajo reversible y*** un ***depdsito de transferencia de calor reversible*** (o simplemente depósito de calor). Ambos depósi-

tos son reversibles, indicando que pasan lentamente por los estados de equilibrio y pueden regresar a sus estados originales en cualquier punto del proceso. Ambos son masas de control y se les ha llamado *depósitos* para señalar que son sistemas muy grandes que no cambian durante la transferencia de trabajo o de calor.

El depósito de calor reversible participa solamente en las transferencias de calor (y no en las de trabajo) y corresponde a una masa de control a volumen constante. Todas las transferencias de calor al depósito de calor reversible transforman este sistema mediante una serie de estados de equilibrio que se especifican por una temperatura uniforme. Las transferencias de calor pueden ser al o del depósito. Por la ecuación de Gibbs [ecuación (5.36)], para procesos a volumen constante,

$$dS = \frac{dU}{T} \tag{5.65}$$

y la primera ley para la masa de control que no realiza trabajo es

$$dU = \delta Q \tag{5.66}$$

Así, para el depósito de calor reversible, el cambio de entropía queda

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \tag{5.67}$$

donde δQ es positivo cuando entra al depósito de calor reversible. La temperatura es uniforme en todo este depósito.

El depósito de trabajo reversible participa solamente en las interacciones de trabajo (no de transferencia de calor) y, para un sistema compresible, el trabajo resulta de la expansión de la frontera. El trabajo, positivo o negativo, es un proceso casi al equilibrio. La ecuación de Gibbs para el depósito de trabajo reversible está dada por la ecuación (5.36) como

$$dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T}\,dV$$

Pero la primera ley, con sólo un trabajo $P\,dV$ y sin transferencia de calor, es

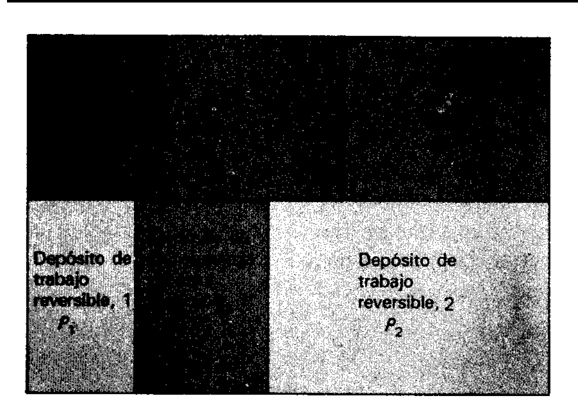
$$dU = \cancelto{0}{\delta Q} + \delta W = -P\,dV \tag{5.68}$$

Así pues, sustituyendo la ecuación (5.68) en la ecuación (5.36) queda

$$dS = -\frac{P\,dV}{T} + \frac{P}{T}\,dV = 0 \tag{5.69}$$

por lo tanto, el depósito de trabajo reversible no tiene cambio de entropía.

En resumen, la forma de la segunda ley para una masa de control se obtiene considerando una masa de control general que realiza tanto interacciones de trabajo con los depósitos de trabajo reversible, como de transferencia de calor con los depósitos de transferencia de calor reversible. El sistema compuesto por la masa de control y los depósitos de trabajo reversible y de transferencia de calor reversible forma un sistema aislado. Los depósitos de trabajo reversible no cambian su entropía y los



Sistema aislado

Figura 5.8 Masa de control con depósitos de calor reversible y de trabajo reversible, dentro de un sistema aislado.

$$dS_{\text{aislado}} \geq 0 \tag{5.70}$$

pero

$$S_{\text{aislado}} = S_{\text{MC}} + \sum_i \overset{0}{\cancel{S}}_{\substack{\text{depósito de}\\ \text{trabajo}\\ \text{reversible}}} + \sum_i S_{\substack{\text{depósito de}\\ \text{transferencia}\\ \text{de calor}\\ \text{reversible}}} \tag{5.71}$$

El cambio de entropía para cada depósito de calor reversible es $dS_i = \delta Q_i/T_i$, donde δQ_i es positivo si entra al depósito y T_i es la temperatura de dicho depósito, asimismo corresponde a la temperatura de la frontera entre el depósito de calor reversible y la masa de control. Por lo tanto, en términos de la masa de control, la transferencia de calor a la masa de control desde cada depósito es
depósitos de transferencia de calor reversible tienen un cambio de entropía igual a $dS = \delta Q/T$. La figura 5.8 muestra una masa de control general, donde el número de los depósitos de transferencia de trabajo y de calor reversible es arbitrario.

La segunda ley para un sistema aislado (masa de control más depósitos) es

1.- depósito de calor reversible, i

$$\delta Q_{\text{MC},\,i} = -\delta Q_{\substack{\text{depósito de}\\ \text{transferencia}\\ \text{de calor}\\ \text{reversible, } i}} \tag{5.72}$$

Entonces, al sustituir las ecuaciones (5.71) y (5.72) en la ecuación (5.70) se obtiene

$$dS_{\text{aislado}} = dS_{\text{MC}} - \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{\text{MC}} \geq 0 \tag{5.73}$$

o

$$dS_{\text{MC}} \geq \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{\text{MC}} \tag{5.74}$$

dado que el cambio de entropía en todos los depósito de trabajo reversible es cero. Observése especialmente que la temperatura que se aplica en la segunda ley es la temperatura de la frontera en la interfase entre la masa de control y los deposito de transferencia de calor. Por lo tanto, el enunciado de la segunda ley para la masa de control es:

> El cambio de entropía S, una propiedad extensiva de la masa de control, es mayor que o igual a la suma de las transferencias de calor dividida entre la temperatura absoluta de la frontera correspondiente.

Debe notarse que dS_{MC} puede ser positiva o negativa, ya que la transferencia de calor también puede ser positiva o negativa. También es necesario recordar que la transferencia de calor corresponde a la transferencia de energía microscópicamente desorganizada; por lo tanto, la transferencia de calor positiva aumenta el desorden microscópico y la entropía crece, en tanto que la transferencia de calor negativa disminuye el desorden microscópico y la entropía decrece. Además, la contribución al cambio de entropía mediante interacciones de trabajo es nula lo cual resulta apropiado, puesto que el trabajo es un mecanismo de transferencia de energía organizada y la entropía describe el desorden microscópico.

La ecuación (5.74) es la forma de la segunda ley con base en la masa de control. La desigualdad se aplica a los procesos irreversibles. Como el desarrollo se ha hecho en términos de los alrededores reversibles, las irreversibilidades están dentro de la masa de control; a este tipo de procesos se les llama ***internamente irreversibles.*** La igualdad se aplica a los procesos internamente reversibles. La desigualdad se elimina cuando se emplea el concepto de generación de entropía. El desarrollo se asemeja al anterior, pero el punto de partida es la ecuación (5.4). De esta forma,

$$(dS - \delta S_{gen})_{\text{aislado}} = 0 \tag{5.75}$$

y con las ecuaciones **(5.67), (5.69),** (5.71) y **(5.72),**

$$dS_{MC} - \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{MC} - \delta S_{gen} = 0 \tag{5.76}$$

o

$$\delta S_{gen} = dS_{MC} - \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{MC} \geq 0 \tag{5.77}$$

Ésta es la generación de entropía debida al proceso.

Las formas de la segunda ley correspondiente a la masa de control, están dadas por las ecuaciones (5.74) o (5.77). También pueden expresarse como

$$dS_{MC} = d\left(\int_V \rho s\, dV\right) \geq \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{MC} \tag{5.78}$$

Si la masa de control tiene la masa uniformemente distribuida, entonces

$$d(ms)_{MC} \geq \sum_i \left[\frac{\delta(mq)_i}{T_i}\right]_{CM} \tag{5.79}$$

o

$$ds_{CM} \geq \sum_i \left(\frac{\delta q_i}{T_i}\right)_{CM} \tag{5.80}$$

En términos de la generación de entropía queda

$$\delta S_{\text{gen}} = d\left(\int_V \rho s\, dV\right) - \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{\text{MC}} \geq 0 \qquad (5.81)$$

y

$$\delta s_{\text{gen}} = ds_{\text{MC}} - \sum_i \left(\frac{\delta q_i}{T_i}\right)_{\text{MC}} \geq 0 \qquad (5.82)$$

Las transferencias de calor se refieren a la masa de control y la temperatura T_i corresponde a la de la frontera *i*, de la masa de control, donde tiene lugar la transferencia de calor. La suma incluye todas las transferencias de calor posibles con los alrededores. Los procesos reales, en su totalidad, son irreversibles en cierto grado; por lo tanto, se aplica el signo de la desigualdad y la generación de entropía es mayor que cero. Únicamente para la idealización del proceso reversible es apropiado el signo de igualdad y $\delta s_{\text{gen}} = 0$. Las ecuaciones (5.78) y (5.81) son las formas de la segunda ley que sirven de puntos de partida para el conjunto de los análisis subsecuentes. La importancia de estas expresiones es enorme. La forma de la segunda ley con base en la unidad de tiempo para la masa de control, se escribe

$$\left.\frac{dS}{dt}\right|_{\text{MC}} = \frac{d}{dt}\left(\int_V \rho s\, dV\right)_{\text{MC}} \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{\text{MC}} \qquad (5.83)$$

o

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{d}{dt}\left(\int_V \rho s\, dV\right)_{\text{MC}} - \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{\text{MC}} \geq 0 \qquad (5.84)$$

La segunda ley relaciona una propiedad del sistema, la entropía, con la transferencia de calor. Si el ***proceso es reversible,*** la generación de entropía es cero y

$$dS_{\text{MC, rev}} = \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{\text{MC, rev}} \qquad (5.85)$$

Para una sola transferencia de calor

Para una sola transferencia de calor

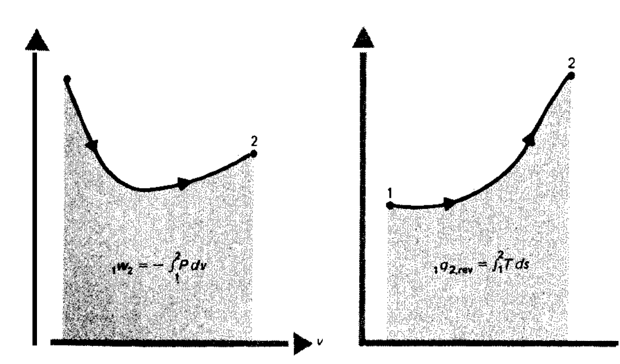


Figura 5.9 Representación de las transferencias de calor y de trabajo como las áreas en los diagramas T-s y P-v, respectivamente.

$$dS_{MC,\,rev} = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{MC,\,rev} \qquad (5.80)$$

o, dado que la transferencia de calor reversible tiene iugar a una diferencia de temperatura infinitesimal,

$$\delta Q_{rev} = T\,dS \qquad (5.87)$$

Esto muestra la importancia del diagrama ***T-s*** en los análisis termodinámicos. La transferencia de calor, para un proceso reversible específico, entre los estados 1 y 2 es

$$_1Q_{2,\,rev} = \int_1^2 T\,dS \qquad (5.88)$$

o

$$_1q_{2,\,rev} = \int_1^2 T\,ds \qquad (5.89)$$

Por lo tanto, el área bajo la curva **del** proceso en el **diagrama** ***T- s*** corresponde a la transferencia de calor por unidad de masa. Esto es semejante a la representación del trabajo en el diagrama ***P-*** v y se muestra esquemáticamente en la figura. 5.9.

Ejemplo 5.5

Calcule la transferencia de calor requerida para evaporar agua a 0.1 y 1 .O MPa. Considere que el proceso es reversible.

Solución

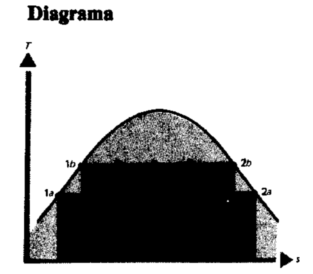
Se conocen todos los estados y de la tabla D.9 se tiene

Estado	P, MPa	T, °C	x	s, kJ/(kg · K)
1a	0.1†	(99.6)	0	(1.3020)
1b	1.0	(179.9)	0	(2.1367)
2a	0.1	(99.6)	1.0	(7.3598)
26	1.0	(179.9)	1.0	(6.5827)

• Los datos que no están entre paréntesis determinan el estado.

Se elige el sistema como el agua contenida en un recipiente que es isotérmico durante la evaporación a presión constante. La segunda ley, para el proceso reversible, se escribe

$$ds = \frac{\delta q_{rev}}{T} \qquad \text{o} \qquad \delta q_{rev} = T\,ds$$



La integración para el proceso isotérmico da

$$ {}_1q_{2,\,rev} = T_{sat}(s_2 - s_1) = T_{sat}\, s_{lg} $$

Empleando la temperatura absoluta se obtiene

$$ {}_1q_{2,\,rev} = $$

$$ \begin{cases} 2258.0 \text{ kJ/kg for } F = 0.1 \text{ MPa} & = 970.8 \text{ Btu/lbm for } P = 14.5 \text{ psia} \\ 2014.3 \text{ kJ/kg for } P = 1.O \text{ MPa} & = 866.0 \text{ Btu/lbm for } P = 145.0 \text{ psia} \end{cases} $$

Comentarios

Se muestra el área en el diagrama ***T-s.*** El s_{lg} es muy diferente en cada caso, pero dado que las temperaturas también son muy diferentes, la transferencia de calor es comparable.

Otra opción para tratar este problema parte de la primera ley aplicada a la masa de control, 0 sea

$$ du = \delta q + \delta w $$

con $\delta w = -P\,dv$,

$$ \delta q = du + P\,dv $$

y para el proceso a presión constante es

$$ \delta q = dh $$

por lo **tanto,**

$$ {}_1q_2 = h_2 - h_1 = h_{lg} $$

De la tabla D.9,

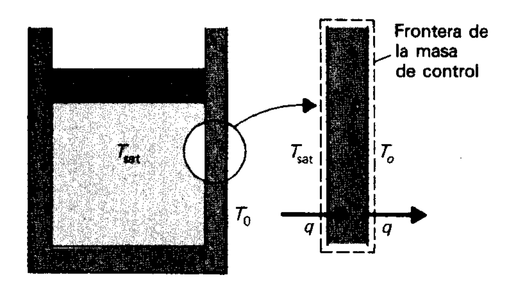
$$ {}_1q_2 = \begin{cases} 2258 \text{ kJ/kg} & \text{de } P = O.l \text{ MPa} \\ 20\,14 \text{ kJ/kg} & \text{de } P = 1.0 \text{ MPa} \end{cases} $$

que concuerda con el análisis previo.

Ejemplo 5.6

Se transforma agua desde su estado de vapor saturado al estado de líquido saturado a P = 14.7 **psia.** Este proceso tiene lugar mediante la transferencia de calor con el ambiente a través de las paredes del recipiente a T_o (depósito de transferencia de calor). Calcule la generación de entropía para el recipiente, por unidad de masa de agua, cuando la transferencia de calor es a T_o = 70°F y a T_o = 210°F.

Diagrama



Solución

La transferencia de calor requerida para condensar el agua a 14.7 psia se obtiene del análisis empleado para evaluar la evaporación en el ejemplo 5.5. En ese ejemplo, se consideró el agua como la masa de control y se aplico la segunda ley suponiendo que el proceso era internamente reversible. La transferencia de calor por unidad de masa se calcula como

$$q = h_{,,} = 970.4 \text{ Btu/lbm}$$

y el agua es isotérmica a T_{sat} = 212.0°F. Esta es la transferencia de calor a través de las paredes del recipiente, en el presente ejemplo.

La generación de entropía para la transferencia de calor con el medio ambiente se enfoca hacia la pared como sistema, con T_{sat} en la superficie interna y T_0 en la superficie externa. Se considera que el proceso se realiza en estado estable, por lo que q en la cara interna es igual a q en la cara externa. Se aplica la segunda ley, tal como está dada en la ecuación (5.84),

$$\dot{S}_{gen} = \frac{d}{dt}\left(\int_V \rho s\, dV\right)_{MC} - \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{MC} \geq 0$$

El cambio de entropía dentro de la masa de control (la pared) es cero. La temperatura varía espacialmente a través de la pared, por lo que el valor de la entropía varía espacialmente. Pero los valores no cambian con el tiempo, ya que se ha considerado un estado estable; así, el cambio de entropía dentro de la masa de control es cero.

Integrando la segunda ley respecto al tiempo se obtiene

$$S_{gen} = -\sum_{i=1}^{2} \left(\frac{Q_i}{T_i}\right)_{MC} \geq 0$$

El calor transferido hacia la pared, Q, debe ser igual al calor transferido desde el agua, $m_a q$, donde m_a es la masa del agua. El calor transferido hacia la pared a T_{sat} es positivo, en tanto que el calor transferido al ambiente a T_0 es negativo, así

$$S_{gen} = -\frac{m_a q}{T_{sat}} + \frac{m_a q}{T_0} = m_a q\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{sat}}\right) \geq 0$$

Por lo tanto, con T_o = 70°F,

$$S_{gen} = m_a(970.4)\left(\frac{1}{529.67} - \frac{1}{671.67}\right) = m_a(0.3873) \qquad \text{Btu/°R}$$

$$= m_a(0.7355) \qquad \text{kJ/K}$$

y con T_o = 210°F

$$S_{gen} = m_a(970.4)\left(\frac{1}{669.67} - \frac{1}{671.67}\right) = m_a(0.0043) \qquad \text{Btu/°R}$$

$$= m_a(0.0082) \qquad \text{kJ/K}$$

Comentarios

La generación de entropía se reduce grandemente cuando aumenta T_o de 70°F a 210°F. De esta forma, la transferencia de calor tiende hacia la idealización de una transferencia de calor reversible. Si el ambiente está a $T_o = T_{sat} - dT$, entonces

$$\frac{S_{gen}}{m_a} = q\left(\frac{1}{T_{sat} - dT} - \frac{1}{T_{sat}}\right)$$

$$= q\frac{T_{sat} - T_{sat} + dT}{(T_{sat} - dT)(T_{sat})}$$

$$= q\frac{dT}{(T_{sat} - dT)(T_{sat})}$$

Por consiguiente, cuando la diferencia infinitesimal de la temperatura se reduce a cero, la transferencia de calor se vuelve reversible, o sea

$$S_{gen} \to 0 \qquad \text{es } dT \to 0$$

5.7 Formulación y análisis del volumen de control

El análisis del volumen de control permite que la masa cruce la frontera del sistema. Esta transferencia de masa transporta a la entropía dentro y fuera del volumen. Por consiguiente, el cambio de la entropía dentro del volumen de control se ve modificado por el transporte de masa. El enunciado de la segunda ley para la masa de control establece que el cambio de la entropía, dentro de las fronteras, se relaciona con la cantidad dQ/T en la frontera. Por lo tanto, este es el enunciado de la segunda ley para el volumen de control:

El cambio de la entropía dentro del volumen de control menos el transporte neto de la entropía dentro de dicho volumen, es mayor que o igual a la suma de las transferencias de calor divididas entre las temperaturas absolutas correspondientes a la frontera.

Sea $\dot{S}$ el símbolo para representar a la entropía transportada por el fluido en las entradas y en las salidas, donde el punto superior indica la rapidez de flujo de la entropía. La entropía dentro del volumen de control se representa por S_{VC}, por lo que la segunda ley se escribe

$$\frac{\partial S_{VC}}{\partial t} - \dot{S}_{net} \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} \tag{5.90}$$

Ahora bien, con la rapidez neta del flujo de entropía igual a las contribuciones de entrada menos las de salida,

$$\frac{\partial S_{VC}}{\partial t} - \dot{S}_{en} + \dot{S}_s \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} \tag{5.91}$$

Los términos del lado izquierdo de la desigualdad requieren un estudio más detallado.

El cambio de la entropía dentro del volumen de control está dado por

$$\frac{\partial S_{VC}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho s \, dV\right) \tag{5.92}$$

Las contribuciones **del transporte** de masa dentro y fuera del volumen de control. representadas por $\dot{S}_{en}$ y $\dot{S}_s$, respectivamente, son consecuencia del desarrollo presentado para la formulación de la conservación de la masa y de la energía en el volumen de control. **El** elemento de fluido lleva entropía a través de cada elemento de frontera, por lo que la entropía transportada es igual a la rapidez del flujo de masa en la ecuación (4.3 1) multiplicada pòr la entropía por unidad de masa; o sea,

$$d\dot{S} = s\rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA = s \, d\dot{m} \tag{5.93}$$

La integral sobre todas las fronteras de entrada y de salida es

$$\dot{S}_{en} = \int_{A_{en}} s\rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA = \int_{A_{en}} s \, d\dot{m} \tag{5.94}$$

Y

$$\dot{S}_s = \int_{A_s} s\rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA = \int_{A_s} s \, d\dot{m} \tag{5.95}$$

Por tanto el transporte neto queda

$$\begin{aligned} \dot{S}_{net} &= \int_{A_{en}} s\rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA - \int_{A_s} s\rho|\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}| \, dA \\ &= \int_{A_{en}} s \, d\dot{m} - \int_{A_s} s \, d\dot{m} \end{aligned} \tag{5.96}$$

La forma de la segunda ley para el volumen de control se da como

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho s \, dV\right) - \int_{A_{en}} s \, d\dot{m} + \int_{A_s} s \, d\dot{m} \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} \tag{5.97}$$

Para enrradas y salidas múltiples se escribe:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\text{VC}} \rho s \, dV\right) - \sum_{\text{en}} \int_{A_{\text{en}}} s \, d\dot{m} + \sum_{s} \int_{A_s} s \, d\dot{m} \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{\text{VC}} \qquad (5.98)$$

El lado izquierdo de esta expresión se debe comparar con las ecuaciones **(F.16)** y (F.17) del apéndice F: el teorema de transporte de Reynolds se pudo emplear para desarrollar estas expresiones. La ecuación (5.97) es la forma general de la segunda ley para el volumen de control. El primer término corresponde al de almacenamiento de entropía dentro del volumen de control. Los dos términos siguientes se relacionan con la entropía transportada por la masa dentro y fuera del volumen de control. El lado derecho representa el transporte de entropía debido a la transferencia de calor. Una expresión equivalente a la ecuación **(5.97),** para emplear el concepto de la generación de entropía, es

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\text{VC}} \rho s \, dV\right) - \int_{A_{\text{en}}} s \, d\dot{m} + \int_{A_s} s \, d\dot{m} - \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{\text{VC}} \geq 0 \qquad (5.99)$$

Antes de proceder a las idealizaciones en las fronteras de cruce y dentro del volumen de control, debe observarse que las expresiones anteriores [ecuaciones (5.97) y **(5.99)]** se reducen a los casos especiales considerados en las secciones anteriores. Para el caso en que no hay transporte de masa dentro o fuera del volumen de control, esas expresiones quedan

$$\frac{d}{dt}\left(\int_{\text{VC}} \rho s \, dV\right) = \frac{dS_{\text{VC}}}{dt} \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{\text{VC}}$$

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{d}{dt}\left(\int_{\text{VC}} \rho s \, dV\right) - \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{\text{VC}} \geq 0$$

que son las mismas expresiones dadas en las ecuaciones (5.83) y (5.84). Si el sistema es aislado, de modo que no existan interacciones con los alrededores, la transferencia de calor es cero y

$$\frac{d}{dt}\left(\int_{\text{VC}} \rho s \, dV\right) = \frac{dS_{\text{VC}}}{dt} \geq 0$$

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{d}{dt}\left(\int_{\text{VC}} \rho s \, dV\right) \geq 0$$

Estas expresiones son equivalentes a las ecuaciones (5.6) y (5.7).

En la tabla 5.1 se presenta un resumen de las ecuaciones que rigen la formulación de la masa de control y la formulación del volumen de control. Por conveniencia, también se muestran la conservación de la masa y de la energía.

TABLA 5.1 Relaciones generales de conservación

	Masa de control	Volumen de control
Masa	$\frac{d}{dt}\left(\int_V \rho\, dV\right) = 0$	$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho\, dV\right) = \sum_{en} \dot{m} - \sum_{s} \dot{m}$
Primera ley	$\frac{d}{dt}\left(\int_V e\rho\, dV\right) = \dot{Q} + \dot{W}$	$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} e\rho\, dV\right) = \sum_{en} \int_{A_{en}} (e + Pv)\, d\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} - \sum_{s} \int_{A_S} (e + Pv)\, d\dot{m}$
Segunda ley	$\frac{d}{dt}\left(\int_V s\rho\, dV\right) \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)$ o $\dot{S}_{gen} = \frac{d}{dt}\left(\int_V s\rho\, dV\right) - \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right) \geq 0$	$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} s\rho\, dV\right) + \sum_{s} \int_{A_S} s\, d\dot{m} - \sum_{en} \int_{A_{en}} s\, d\dot{m} \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC}$ o $\dot{S}_{gen} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} s\rho\, dV\right) + \sum_{s} \int_{A_S} s\, d\dot{m} - \sum_{en} \int_{A_{en}} s\, d\dot{m} - \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} \geq 0$

En este caso $e = u + \frac{1}{2}\mathbf{V}^2/g_c + gZ/g_c$.

5.7.1 Idealizaciones de las variaciones espaciales y en el tiempo

El **análisis** de un sistema requiere consideraciones detalladas sobre las fronteras de cruce y del estado dentro del volumen de control. Con los términos de ***estado uniforme*** o de ***estado no uniforme*** se especifican las variaciones espaciales, en tanto que con ***estado estable*** o ***estado inestable*** se describen las variaciones en el tiempo. Estas expresiones se aplican tanto a las fronteras de cruce como al estado dentro del volumen de control. Las idealizaciones son paralelas a las que se desarrollaron para las ecuaciones de la energía. La tabla 5.2 presenta las idealizaciones para la primera y la segunda leyes, así como para la conservación de la masa (corresponde a una versión amplificada de la tabla 4.1). Debe recordarse que el estado uniforme es una idealización que elimina la integración espacial y que el análisis de estados inestables generalmente requiere la integración en el tiempo.

En ingeniería, los problemas que con más frecuencia se presentan en los análisis se clasifican en idealizaciones de estado estable y de estado inestable, con estados uniformes en las fronteras de cruce y dentro del volumen de control. Para el ***análisis de estado estable*** no hay variación en el tiempo, por lo que la ecuación (5.98) se reduce a

$$\sum_{s} \int_{A_S} s\, d\dot{m} - \sum_{en} \int_{A_{en}} s\, d\dot{m} \geq \sum_i \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} \tag{5.100}$$

Con propiedades uniformes en las entradas. y en las salidas, queda

$$\sum_{s} s\dot m - \sum_{en} s\dot m \geq \sum_{i}\left(\frac{\dot Q_i}{T_i}\right)_{VC} \tag{5.101}$$

TABLA 5.2 Relaciones para el volumen de control

	No uniforme e inestable	*Uniforme*	*Integración en el tiempo para el caso inestable*
Entradas y salidas	$\dot m = \int_A d\dot m = \int_A \rho \lvert \mathbf{V}\cdot \mathbf{n}\rvert\, dA$	$\dot m = \rho \mathbf{V} A$	$\int_{t_1}^{t_2} \dot m\, dt = m$
	$\int_A (e + Pv)\, d\dot m = \int_A (e + Pv)\rho \lvert \mathbf{V}\cdot \mathbf{n}\rvert\, dA$	$(e + Pv)\dot m$	$\int_{t_1}^{t_2}\int_A (e + Pv)\, d\dot m\, dt = (e + Pv)m$ con propiedades uniformes y en estado estable
	$\int_A s\, d\dot m = \int_A s\rho \lvert \mathbf{V}\cdot \mathbf{n}\rvert\, dA$	$s\dot m$	$\int_{t_1}^{t_2}\int_A s\, d\dot m\, dt = sm$ con propiedades uniformes y en estado estable
Dentro del volumen de control	$m_{VC} = \int_{VC} \rho\, dV$	$m_{VC} = (\rho V)_{VC}$	$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial m_{VC}}{\partial t}\, dt = m_2 - m_1$
	$E_{VC} = \int_{VC} \rho e\, dV$	$E_{VC} = (\rho e V)_{VC} = (me)_{VC}$	$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial E_{VC}}{\partial t}\, dt = E_2 - E_1 = (em)_2 - (em)_1$ con propiedades uniformes
	$S_{VC} = \int_{VC} \rho s\, dV$	$S_{VC} = (\rho s V)_{VC} = (ms)_{VC}$	$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial S_{VC}}{\partial t}\, dt = S_2 - S_1 = (sm)_2 - (sm)_1$ con propiedades uniformes

La generación de entropía para el **análisis** estable es

$$\dot S_{gen} = \sum_{s} s\dot m - \sum_{en} s\dot m - \sum_{i}\left(\frac{\dot Q_i}{T_i}\right)_{VC} \geq 0 \tag{5.102}$$

El ***análisis de estado inestable*** requiere la integración de la ecuación (5.98) en función del tiempo. Con propiedades uniformes, esta integración conduce a

$$s_2 m_2 - s_1 m_1 - \sum_{en} sm + \sum_{s} sm \geq \int_{t_1}^{t_2} \sum_{i}\left(\frac{\dot Q_i}{T_i}\right)_{VC} dt \tag{5.103}$$

La integración de la ecuación (5.99) en el tiempo junto con la tabla 5.2 da

$${}_1S_{gen,2} = s_2 m_2 - s_1 m_1 + \sum_{s} sm - \sum_{en} sm - \int_{t_1}^{t_2} \sum_{i} \left(\frac{\dot Q_i}{T_i}\right)_{VC} dt \geq 0 \tag{5.104}$$

Estas ecuaciones [ecuaciones (5.101) a **(5.104)]** se resumen en la tabla 5.3, junto con la primera ley y con la conservación de la masa correspondientes.

5.7.2 Aplicaciones

La **aplicación** de la segunda ley a problemas específicos requiere el mismo enfoque general que el del **análisis** de la primera ley. En este momento resulta apropiado **ha-**

cer una revisión de los enunciados generales presentados en la sección 4.5. Es muy importante denotar cuidadosamente el sistema y las transferencias en sus fronteras. Ahora se emplea la segunda ley como cualquiera otra relación aplicable. Entre las propiedades disponibles se incluye la nueva propiedad entropía. En el ejemplo 5.7 se presenta una aplicación al estado estable, en tanto que en los ejemplos 5.8 y 5.9 la **aplicación** se refiere al estado inestable.

TABLA 5.3 Relaciones para casos especiales

Estado estable, con propiedades uniformes

Masa: $$\sum_{en} \dot{m} = \sum_{s} \dot{m}$$

Primera ley: $$\sum_{en}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)\dot{m} + \dot{Q}_{VC} + \dot{W}_{VC} = \sum_{s}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)\dot{m}$$

Segunda ley: $$\sum_{s} s\dot{m} - \sum_{en} s\dot{m} \geq \sum_{i}\left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC}$$

o

$$\dot{S}_{gen} = \sum_{s} s\dot{m} - \sum_{en} s\dot{m} - \sum_{i}\left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} \geq 0$$

Estado inestable con propiedades uniformes y **propiedades** en **estado estable** en **los accesos.**

Masa $$m_2 - m_1 = \sum_{en} m - \sum_{s} m$$

Primera ley: $$\left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_2 m_2 - \left(u + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)_1 m_1$$
$$= \sum_{en}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)m + {}_1Q_2 + {}_1W_2 - \sum_{s}\left(h + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)m$$

Segunda ley: $$s_2 m_2 - s_1 m_1 + \sum_{s} sm - \sum_{en} sm \geq \int_{t_1}^{t_2} \sum_{i}\left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} dt$$

o

$${}_1S_{gen,2} = s_2 m_2 - s_1 m_1 + \sum_{s} sm - \sum_{en} sm - \int_{t_1}^{t_2} \sum_{i}\left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{VC} dt \geq 0$$

Ejemplo 5.7

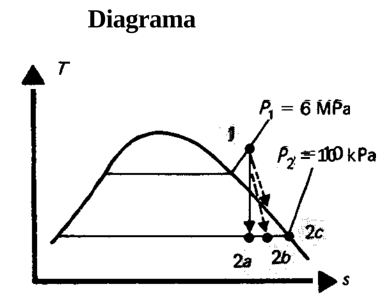
El estado de entrada a una turbina de vapor y la presión a la salida son: 6 **MPa** y 500°C y 10 **kPa,** respectivamente. Calcule la entrega de trabajo por unidad de masa cuando el proceso es reversible y adiabático. Evalúe la entrega de trabajo por unidad de masa cuando la calidad a la salida es de **0.90** y de 1 .O, y la turbina es adiabática. Compare estos trabajos entregados con el del caso reversible y adiabático; calcule la generación de entropía.

Solución

La información de los estados que se da en el enunciado, junto con las tablas D.9 y **D.lO,** se resumen a continuación

Estado	P, kPa	T, °C	h, kJ/kg	x	s, kJ/(kg · K)
1	6000	500	(3421.3)		(s_1 = 6.8793)
2a	10		(2179.3)	(0.8305)	
2b	10		(2345.7)	0.9	(7.4009)
2c	10		(2585.0)	1.0	**(8.1511)**

Diagrama



La primera ley aplicada a la turbina adiabática se escribe

$$-w = h_{en} - h_s = h_1 - h_2$$

La segunda ley queda

$$s_{gen} = s_s - s_{en} - \left(\frac{q}{T}\right)_{vc} \geq 0$$

pero como la turbina es adiabática,

$$s_{gen} = s_2 - s_1 \geq 0$$

Todos los estados están especificados, por lo que se obtienen las entalpías. **Los** resultados para w y s_{gen} son los siguientes:

Proceso	w, kJ/kg	w, Btu/lbm	$\frac{w}{{}_1w_{2a}}$, %	s_{gen}, kJ/(kg · K)	s_{gen}, Btu/(lbm · °R)
1-2a	− 1242.0	−535.0	100.0	0.0	0.0
1-2b	− 1075.6	−462.4	86.6	0.52 16	0.1246
l-2c	− 836.3	−359.5	67.3	1.2718	0.3038

Comentarios

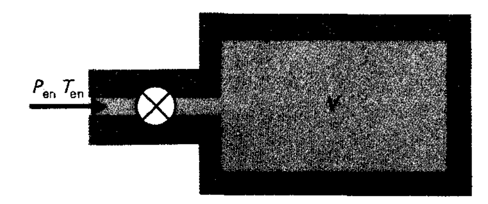
La turbina es adiabática, por 10 que el trabajo perdido y el aumento en la generación **de** entropía resultan de las irreversibilidades del proceso. El porcentaje del trabajo entregado respecto al caso reversible disminuye cuando las condiciones a la salida de la turbina se corren hacia la línea de vapor saturado.

El estado a la salida de la turbina es ligeramente húmedo. Algunas plantas de potencia proveen vapor de agua saturado a la turbina, la cual debe **diseñarse** para remover cada vez mayores cantidades de líquidos condensados. El líquido debe retirarse antes de que pase por los álabes de la turbina lo cual se logra incluyendo en la turbina etapas de remoción centrífuga de los líquidos, las cuales envían los líquidos al perímetro exterior de la carcasa.

Ejemplo 5.8

Un tanque, con volumen V, está inicialmente evacuado y se llena con un gas ideal. La entrada se controla mediante una válvula y las propiedades a la entrada son constantes e iguales a T_{en} y P_{en}. Establezca la temperatura final T_2 del tanque, cuando la presión en dicho tanque es P_2. Evalúe la generación de entropía para este proceso de llenado. El proceso es adiabático.

Diagrama



Solución

La información sobre los estados se representa como sigue:

Estado	P	T	m
En	P_{en}	T_{en}	
1	—	—	0.0
2	P_2		

El estado inicial se elimina, ya que no existe nada en el tanque. Las ecuaciones aplicables se emplean para determinar el estado final. Dichas ecuaciones aplicables son

Masa:

$$m_2 - \cancel{m_1}^{0} = m_{en}$$

Primera ley:

$$m_2 u_2 = h_{en} m_{en}$$

Segunda ley:

$$_1S_{gen,\,2} = m_2 s_2 - m_{en} s_{en} \geq 0$$

Eliminando m_{en}, la primera y la segunda leyes quedan

$$m_2 u_2 = h_{en} m_2$$

Y

$$_1S_{gen,\,2} = m_2 s_2 - m_2 s_{en} = m_2 (s_2 - s_{en}) \geq 0$$

Por consiguiente

$$u_2 = h_{en}$$

Y

$$_1s_{gen,2} = s_2 - s_{en} \geq 0$$

Las propiedades para un gas ideal dan $h = u + Pv = u + RT$, por lo que la primera ley se escribe

$$u_2 = u_{en} + RT_{en}$$

Entonces

$$du = c_v\, dT$$

y con $c_P = c_v + R$,

$$c_v T_2 = c_v T_{en} + RT_{en} = c_P T_{en}$$

despejando T_2,

$$T_2 = \frac{c_P}{c_v} T_{en} = kT_{en}$$

El cambio de la entropía está dado por la ecuación (5.53) como

$$ds = c_P \frac{dT}{T} - \frac{R}{P}\, dP$$

Por consiguiente,

$$_1s_{gen,2} = c_P \ln \frac{T_2}{T_{en}} - R \ln \frac{P_2}{P_{en}}$$

o

$$_1s_{gen,2} = c_P \ln k - R \ln \frac{P_2}{P_{en}}$$

Comentarios

La temperatura final siempre es mayor que la temperatura a la entrada, ya que $k > 1$. La generación de entropía siempre es positiva, lo cual se observa de la última ecuación. Al acomodar de nuevo, se obtiene

$$_1s_{gen,2} = c_P \ln k + R \ln \frac{P_{en}}{P_2}$$

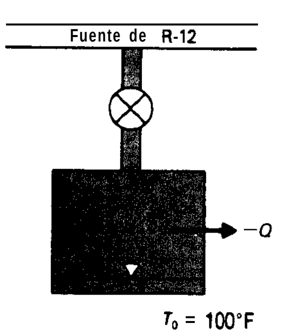
Con $k > 1$ y $P_{en} \geq P_2$ para el proceso de llenado, la generación de entropía es mayor que cero. El proceso de llenado con un gas ideal siempre resulta irreversible.

Ejemplo 5.9

Una cámara de 0.10 ft^3 contiene refrigerante 12 a 100°F. Inicialmente la décima parte del volumen total es líquido y el resto es vapor. La cámara se llena con refrigerante 12 desde una fuente que está a P_{en} = 150 psia y 150°F. El tanque se mantiene

a **100°F** mediante una transferencia de calor a los alrededores que se encuentran a **100°F.** El proceso termina cuando la cámara está completamente llena de líquido. Calcule el calor transferido y la generación de entropía durante el proceso.

Diagrama



Solución

Los datos necesarios para determinar los estados se encuentran en el enunciado. Los volúmenes iniciales de líquido y vapor dan la calidad del estado, puesto que

$$x = \frac{m_g}{m} = \frac{m_g}{m_g + m_l} = \frac{1}{1 + m_l/m_g} = \frac{1}{1 + V_l v_g/(V_g v_l)}$$

La información sobre los estados se **tabúla** a **continuación:**

Estado	P, psia	T, °F	x	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
Entrada	150	150	—	—	(92.25)	(0.1767)
1	—	100	0.2705	(44.041)	—	(0.09096)
2	—	100	0	(30.859)	—	(0.06362)

Los enunciados de conservación para el problema de llenado inestable son los siguientes:

Masa:

$$m_2 - m_1 = m_{en}$$

Primera ley:

$$u_2 m_2 - u_1 m_1 = h_{en} m_{en} + {}_1Q_2$$

Segunda ley:

$${}_1S_{gen,\,2} = s_2 m_2 - s_1 m_1 - s_{en} m_{en} - \int_{t_1}^{t_2} \frac{\dot{Q}}{T}\, dt \geq 0$$

El volumen está dado como V = 0.1 ft^3, por lo que las masas inicial y final se obtienen a partir de los volúmenes específicos. Así, m_1 = 1.0800 lbm y m_2 = 7.8790 lbm; por la conservación de la masa se tiene que m_{en} = 6.7990 lbm. El calor transferido se evalúa mediante la primera ley, que se enuncia en la forma siguiente:

$$
\begin{aligned}
{}_1Q_2 &= u_2 m_2 - u_1 m_1 - h_{en} m_{en} \\
&= 30.859(7.8790) - 44.041(1.0800) - 95.25(6.7990) \\
&= -452.0 \text{ Btu}
\end{aligned}
$$

este es el calor perdido a los alrededores.

La generación de entropía se determina a partir de la segunda ley. La temperatura T_0 en la frontera es constante e igual a 100°F; por lo tanto, la segunda ley se escribe

$$
{}_1S_{gen,\,2} = s_2 m_2 - s_1 m_1 - s_{en} m_{en} - \frac{{}_1Q_2}{T_0}
$$

Sustituyendo los valores, se obtiene

$$
\begin{aligned}
{}_1S_{gen,\,2} &= 0.06362(7.8790) - 0.09096(1.0800) - 0.1767(6.7990) \\
&\quad - \left(\frac{-452.0}{559.67}\right) \\
&= +\,0.00926 \text{ Btu/°R} = 0.0176 \text{ kJ/K}
\end{aligned}
$$

Comentarios

El refrigerante 12 y los alrededores están a la misma temperatura; por lo tanto, la pared de la cámara que contiene el refrigerante 12 se encuentra a la misma temperatura constante. El análisis anterior se puede interpretar incluyendo o no la pared de la cámara (puesto que $m_{pared} \cdot du_{pared}$ y $m_{pared} \cdot ds_{pared}$ son cero). Si existiese un gradiente de temperatura en la pared, por ejemplo que el refrigerante 12 estuviese a 100°F y los alrededores a 90°F, entonces la expresión de la generación de entropía, que incluye el sistema total constituido por el refrigerante 12 y la pared de la cámara, requeriría de una idealización. La transferencia de calor se idealiza suponiéndola estable, de manera que los cambios de energía interna y de entropía de la pared resultan cero (véase el ejemplo 5.6 para una aproximación semejante). Entonces, la generación de entropía del refrigerante 12 y de la cámara resultan iguales a las expresiones precedentes con la temperatura de los alrededores sustituida por (459.67 + 90)°R. La generación de entropía resulta ligeramente más grande para este caso.

¿Cómo se alteraría el análisis anterior, si el proceso de llenado fuese inicialmente adiabático hasta el momento en que se cierra la válvula y después se enfriase como una masa de control hasta el mismo estado final? Todos los estados y las ecuaciones aplicables son idénticas al caso anterior; por consiguiente, las respuestas son las mismas.

5.8 Procesos isentrópicos

Un proceso ***isentrópico*** es un proceso a entropía constante. Si una masa de control realiza un proceso que es tanto reversible como adiabático, entonces la segunda ley [ecuación 5.74)] especifica que el cambio de la entropía es cero. El flujo reversible, en estado estable, por un volumen de control adiabático también tiene un cambio nulo de entropía entre la entrada y la salida [ecuación 5.99)]. Estos dos ejemplos son procesos isentrópicos. A pesar de que un proceso isentrópico es una idealización

de un proceso real, sirve como proceso limitante para aplicaciones particulares.

La figura 5.10 muestra una comparación entre los procesos isentrópicos y los adiabáticos pero irreversibles. El proceso marcado por la línea continua corresponde al proceso reversible y el marcado por línea punteada corresponde al irreversible. Los procesos irreversibles parten desde el mismo estado inicial hasta uno con valores mayores de la entropía. En la figura, el proceso del estado 1 al estado 2 es un proceso de expansión, en tanto que el proceso del estado 3 al estado 4 es un proceso de compresión.

5.8.1 Procesos ísentrópicos con un gas ideal

El cambio de entropía para un gas ideal se presenta en las ecuaciones (5.54) y (5.55). Para un-proceso isentrópico, $s_2 - s_1 = 0$, por lo que las expresiones quedan

$$0 = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \tag{5.105}$$

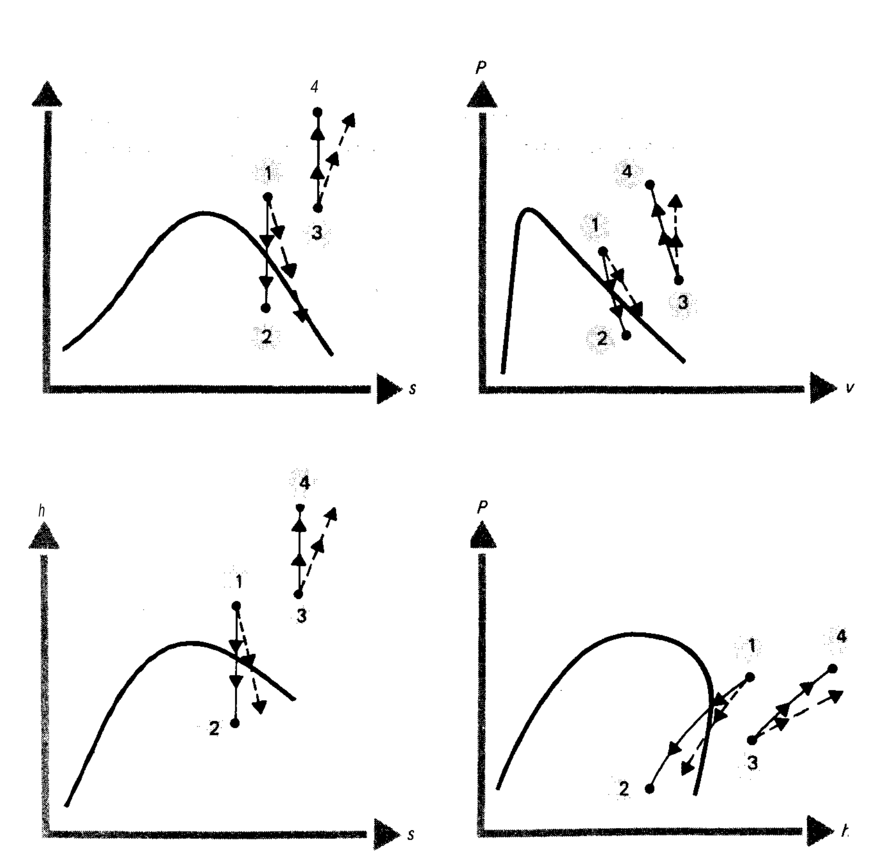


Figura 5.10 Comparación entre procesos (1 a 2 y 3 a 4 son isentrópicos).

$$0 = \int_1^2 c_P \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \tag{5.106}$$

Los resultados específicos son función de las hipotesis hechas sobre la dependencia de los calores específicos respecto a la temperatura.

Si se considera que los calores específicos se aproximan con buena precisión mediante los valores constantes, entonces se eliminan las integrales en las ecuaciones precedentes. Las ecuaciones con los calores específicos constantes son

$$0 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \tag{5.107}$$

$$0 = c_P \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \tag{5.108}$$

Dividiendo entre los calores específicos y expresando cada término en su forma exponencial, se obtiene

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_s = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)_s^{-R/c_v} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s^{R/c_v} \tag{5.109}$$

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_s = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s^{R/c_P} \tag{5.110}$$

donde el subíndice s indica que el proceso tiene lugar a entropía constante. El exponente de cada expresión se vuelve a escribir en términos de $k = c_p/c_v$, observando que $c_p - c_v = R$, por lo que $R/c_v = k - 1$ y $R/c_p = (k-1)/k$. Por consiguiente, las ecuaciones (5.109) y (5.110) se transforman a

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_s = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s^{k-1} \tag{5.111}$$

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_s = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s^{(k-1)/k} \tag{5.112}$$

Al eliminar la razón de las temperaturas en las expresiones procedentes, se obtiene una relación entre la presión y el volumen, que es

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s^{k} \tag{5.113}$$

Estas tres últimas ecuaciones son relaciones específicas que se emplean cuando un gas ideal realiza un proceso isentrópico y se han considerado constantes los calores específicos. La tabla 5.4 resume estas expresiones.

Si no es posible aproximar los calores específicos a valores constantes, entonces debe incluirse la dependencia de dichos calores específicos con la temperatura. La solución con calores específicos variables, para un gas ideal que realiza un proce-

so **isentrópico,** se obtiene mediante la ecuación (5.60). Para un proceso isentrópico, esta **expresión** da

$$s_2 - s_1 = 0 = s_0(T_2) - s_0(T_1) - R \ln \frac{P_2}{P_1} \tag{5.114}$$

donde los primeros términos son función Únicamente de la temperatura y se obtienen de las tablas D.2 a D.7 y E.2 a E.7. Puesto que $s_0\ (T)$ se encuentra disponible **sólo** en forma tabular, la solución directa para un proceso a entropía constante, empleando las expresiones anteriores, requiere un largo proceso iterativo. Para evitar esta dificultad, las tablas D.2 a D.7 y E.2 a E.7 incluyen dos variables adicionales para cada estado, marcadas P_0 y v_0; que resultan de gran utilidad para los procesos isentrópicos.

La ecuación (5.114) se vuelve a acomodar para expresarse

$$\ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{s_0(T_2) - s_0(T_1)}{R} \tag{5.115}$$

TABLA 5.4 **Relaciones para gas ideal**

$Pv = RT$ $c_P - c_v = R$	
Calores específicos variables	**Calores específicos constantes**
$u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v\, dT$	$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$
$h_2 - h_1 = \int_1^2 c_P\, dT$	$h_2 - h_1 = c_P(T_2 - T_1)$
$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$	$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$
$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_P \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$	$s_2 - s_1 = c_P \ln \frac{T_2}{T_1} \quad R \ln \frac{P_2}{P_1}$
$s_2 - s_1 = s_0(T_2) - s_0(T_1) - R \ln \frac{P_2}{P_1}$	
Para procesos isentrópicos se emplea	Para procesos isentrópico:
$\left(\frac{P_{0,1}}{P_{0,2}}\right)_s = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)_s$	$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_s = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s^{(k-1)}$
$\left(\frac{v_{0,1}}{v_{0,2}}\right)_s = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s$	$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_s = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s^{(k-1)/k}$
	$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s^{(k}$

en tablas D.2 a D.7 y E.2 y E.7.

La relación de presiones entre dos estados conectados por un proceso isentrópico de un gas ideal es función únicamente de los valores de $s_0\ (T)$ para esos dos estados. Por tanto, esta relación de presiones ***es función única de la temperatura absoluta.*** Los valores de $s_0\ (T)$ son integrales de los calores específicos a presión constante desde el estado de referencia hasta el estado en cuestión. La diferencia de la entropía

entre dos estados se evalúa tomando la diferencia entre los valores de $s_0(T)$ e incluyendo el término que contiene a la presión [ecuación (5.114)]. Un procedimiento similar se emplea para evaluar la relación de presiones de la ecuación (5.115). El valor de la relación de presiones, cuando un proceso isentrópico tiene lugar entre un estado de referencia y el estado deseado, se representa por $P_0 = P/P_{ref}$. Por la definición de $s_0(T)$, dada junto con la ecuación (5.58), $s(T_{ref}) = 0$; por lo tanto, la ecuación (5.115) da

$$\ln P_0 = \ln \frac{P}{P_{ref}} = \frac{s_0(T) - 0}{R} = \frac{s_0(T)}{R} \qquad (5.116)$$

Como se ve, esta relación sólo es función de la temperatura y puede tabularse. En algunas aplicaciones resulta útil el volumen específico, y su relación correspondiente se obtiene a partir de la ecuación de gases ideales:

$$v_0 = \frac{v}{v_{ref}} = \frac{RT}{PR}\frac{P_{ref}}{T_{ref}} = \frac{T}{T_{ref}}\frac{P_{ref}}{P} \qquad (5.117)$$

que también resulta sólo función de la temperatura e igualmente es suceptible de ser tabulada.

Los valores específicos de $s_0(T)$, P_0 y v_0 se presentan en las tablas D.2 a D.7 y E.2 a E.7; todos ellos son únicamente función de la temperatura. En la sección 5.5 se estudió el empleo de $s_0(T)$. Debe observarse que en la ecuación (5.60) se necesitan las diferencias de $s_0(T)$, de modo que, para una sustancia pura compresible, la elección específica de un valor de referencia queda eliminado. Sin embargo, las tablas se basan en s_0 (T = 0 K) como valor de referencia, lo cual debe tenerse en cuenta al emplearse en las mezclas o cuando tienen lugar reacciones químicas (capítulos 9 a 12). Asimismo, P_0 y v_0 se emplean únicamente como razones geométricas; por consiguiente, el estado de referencia queda eliminado. Para un proceso isentrópico entre un estado 1 y otro estado 2, las relaciones se escriben

$$\left(\frac{P_1}{P_2}\right)_s = \left(\frac{P_1}{P_{ref}}\frac{P_{ref}}{P_2}\right)_s = \left(\frac{P_{0,1}}{P_{0,2}}\right)_s \qquad (5.118)$$

Así, para un gas ideal que realiza un proceso isentrópico desde un estado específico hasta a una presión deseada, la presión final se evalúa mediante la relación de presiones de la ecuación (5.118). En forma similar, la relación de volúmenes específicos es

$$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s = \left(\frac{v_{0,1}}{v_{0,2}}\right)_s \qquad (5.119)$$

Debe notarse que los valores para P_0 y v_0 en las tablas D.2 a D.7 y E.2 a E.7 sólo se emplean para procesos isentrópicos. Los ejemplos siguientes muestran el empleo de esas tablas.

Los valores tabulados de P y v en los apéndices D y E se emplean en forma de razón geométrica tal como expresan las ecuaciones (5.118) y (5.119), por lo que sus valores absolutos son irrelevantes. Los valores presentados en las tablas han sido ajustados mediante una constante para obtener magnitudes razonables para su presentación; esto no afecta el empleo de P_0 y de v_0.

Ejemplo 5.10

Se va a comprimir isentrópicamente aire desde 1 atm y 20°C hasta una presión final de 20 atm. ¿Cuál es la temperatura del aire que sale del compresor?

Solución

Si se considera que el aire tiene calores específicos constantes, entonces la tabla 5.4 se emplea directamente, dando

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_s = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s^{(k-1)/k} = (20)^{0.4/1.4} = 2.354$$

o

$$T_2 = 2.354(20 + 273.15) \text{ K} = 690.1 \text{ K} = 416.9°\text{C} = 7825°\text{F}$$

Empleando las tablas de aire (tabla **D.2)**, que no consideran constantes los calores específicos, mediante interpolación se lee, para 20°C, P_o = 1.2991. Puesto que las relaciones P_2/P_1 y $P_{o,2}/P_{o,1}$ deben ser iguales [véase la ecuación (5.118)], se observa que en el estado 2

$$P_{0,2} = 1.299\,1 \times 20 = 25.982$$

Como P_o es solo función de T, se busca en la tabla la T correspondiente; de nuevo, empleando la interpolación lineal, se encuentra T_2 = 409.9°C = 760.8°F.

Comentarios

Se ha encontrado una diferencia de 12°C o 21.7°F entre el resultado empleando calores específicos constantes y el obtenido mediante las tablas. Obsérvese que las tablas en sí han sido generadas a partir de las relacioes de la termodinámica estadística con base en modelos de gases ideales y con algunas constantes obtenidas por medidas espectroscópicas. Al comparar las tablas de gases con datos experimentales para gases reales, se ve que son bastante precisas (difieren un pequeño porcentaje) dentro del intervalo de temperatura que se presenta, a menos de que las presiones sean extremadamente elevadas. Con todo, los valores de v_0 y P_0 difieren en alto grado de la linealidad con T y la interpolación lineal puede llevar a un error significativo. Para una mayor exactitud se recomiendan las tablas computarizadas o tablas más completas.

5.8.2 Procesos isentrópicos con un fluido incompresible o un sólido

El cambio de entropía para un fluido incompresible o un sólido se dio en la ecuación *(5.62)* como

$$ds = c\frac{dT}{T} \tag{5.120}$$

Para un proceso isentrópico, $ds = 0$; por lo tanto, $dT = 0$. Como se ve, un proceso isentrbpico es un proceso isotérmico cuando se trata de fluidos incompresibles o sólidos. Asimismo, la energía interna [ecuación (3.34 a)] está dada por

$$du = c\,dT \qquad (5.121)$$

TABLA 5.5 Relaciones para fluidos incompresibles o sólidos

v = constante

$c_P = c_v = c$

Calores específicos variables	Calores específicos constantes
$u_2 - u_1 = \int_1^2 c\,dT$	$u_2 - u_1 = c(T_2 - T_1)$
$h_2 - h_1 = \int_1^2 c\,dT + v(P_2 - P_1)$	$h_2 - h_1 = c(T_2 - T_1) + v(P_2 - P_1)$
$s_2 - s_1 = \int_1^2 c\frac{dT}{T}$	$s_2 - s_1 = c\ln\frac{T_2}{T_1}$
Para procesos isentrópicos	Para procesos isentrópicos
$T_2 = T_1$	$T_2 = T_1$
$u_2 = u_1$	$u_2 = u_1$
$h_2 - h_1 = v(P_2 - P_1)$	$h_2 - h_1 = v(P_2 - P_1)$

Pero $du = 0$ para este proceso y $dv = 0$ para un fluido incompresible o un sólido; por lo tanto,

$$dh = du + P\,dv + v\,dP \qquad (5.122)$$

Por consiguiente, $du = 0$ para un proceso isentrópico. El cambio de la entalpía resulta

$$dh = v\,dP \qquad (5.123)$$

Esta expresión se integra para dar

$$h_2 - h_1 = v(P_2 - P_1) \qquad (5.124)$$

puesto que v = constante. Esta última ecuación resulta particularmente útil al considerar el trabajo adiabático de las bombas para líquidos.

La tabla 5.5 resume las relaciones que se aplican a fluidos incompresibles o sólidos.

5.9 Consideraciones particulares

Algunas aplicaciones requieren un estudio particular. Dado que estas aplicaciones específicas son bastante importantes se van a estudiar ahora. En primer lugar se verá el problema del trabajo realizado en procesos con flujo en estado estable y

en segundo lugar se examinarán los problemas de descarga inestables. Los puntos de partida son las formas diferenciales de la conservación de la masa, de la primera ley y de la segunda ley. Las expresiones de la tabla 5.1 se vuelven a escribir junto con la tabla 5.2, considerando un elemento de tiempo diferencial ***dt*** y un elemento de área diferencial dA. Todos los términos se multiplican por ***dt*** y aquellos términos coronados por un punto se vuelven diferenciales. Por lo tanto, se tiene

Masa:

$$dm_{VC} = dm_{en} - dm_{s} \tag{5.125}$$

Primera ley:

$$dE_{VC} = (e + Pv)_{en}\, dm_{en} + \delta Q_{VC} + \delta W_{VC} - (e + Pv)_{s}\, dm_{s} \tag{5.126}$$

Segunda ley:

$$dS_{VC} + s_s\, dm_s - s_{en}\, dm_{en} \geq \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{VC}$$

o

$$\delta S_{gen} = dS_{VC} + s_s\, dm_s - s_{en}\, dm_{en} - \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{VC} \geq 0 \tag{5.127}$$

No se incluyeron los signos de suma ni para las entradas o salidas ni para las transferencias de calor.

Las ***aplicaciones al trabajo en estado estable*** contienen únicamente una entrada y una salida. Los cambios de las propiedades dentro del volumen de control son cero, puesto que se considera estado estable. Se va a suponer también que el proceso es reversible y que los cambios de las energías cinética y potencial son despreciables. Así pues las expresiones de balance quedan

Masa:

$$dm_{en} = dm_{s} \tag{5.128}$$

Primera ley:

$$h_{en}\, dm_{en} + \delta Q_{VC,\,rev} = h_s\, dm_s - \delta W_{VC} \tag{5.129}$$

Segunda ley:

$$s_s\, dm_s - s_{en}\, dm_{en} = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{VC,\,rev} \tag{5.130}$$

Dividiendo la primera ley y la segunda ley entre la conservación de la masa se obtiene

$$h_{en} + \delta q_{VC,\,rev} = h_s - \delta w_{VC} \tag{5.131}$$

y

$$s_s - s_{en} = \left(\frac{\delta q}{T}\right)_{VC,\,rev} \tag{5.132}$$

Al expresar los cambios de la entalpía y de la entropía como diferenciales para un volumen de control queda

$$\delta q_{VC,\,rev} = dh - \delta w_{VC} \tag{5.133}$$

$$ds = \left(\frac{\delta q}{T}\right)_{VC,\ rev} \tag{5.134}$$

La eliminación de la transferencia de calor entre las ecuaciones (5.133) y (5.134) da

$$T\,ds = dh - \delta w_{VC} \tag{5.135}$$

Esta expresión se compara con la ecuación **(5.44),** que se vuelve a escribir como

$$T\,ds = dh - v\,dP \tag{5.136}$$

Por tanto,

$$\delta w_{VC} = +v dP \tag{5.137}$$

o

$$w_{VC} = \int_1^2 v\,dP \tag{5.138}$$

Esta expresión da el trabajo de eje, en el análisis del volumen de control, como la integral de v ***dP.*** La única hipótesis consiste en la ***reversibilidad*** del funcionamiento del aparato y, por lo tanto, no se restringe a procesos **isotérmicos** o adiabáticos.

Resulta conveniente dividir las expresiones del trabajo en el **análisis** de un volumen de control en estado estable, en trabajo de eje reversible, δw_{vc} = v dP *y* en el trabajo debido al movimiento de las fronteras, $\delta w = -P\,dv$. El trabajo de eje requiere la idealización tanto sobre las condiciones de reversibilidad como de estado estable; se aplica únicamente a los **análisis** de volumen de control. El trabajo que resulta del movimiiento de las fronteras es valido tanto para el volumen de control como para la masa de control, pero la frontera de la superficie de control debe moverse. La evaluación del trabajo entre dos estados requiere la integral de esas expresiones y, por lo tanto, la dependencia de v con ***P*** o de ***P*** con v. La tabla 5.6 da los resultados para ambos trabajos, ***vdP y -Pdv,*** para procesos politrbpicos.

TABLA 5.6 Relaciones para el trabajo en procesos **politrópicos**

Pv^n = constante

donde n = 0, presión constante

$n = 1$, temperatura constante para un gas ideal

$n = k$ entropía constante para un gas ideal

$n \to \infty$, volumen constante

$v\,dP$	$-P\,dv$
${}_{en}w_{VC\,s} = \int_{en}^{s} v\,dP$	${}_1w_2 = -\int_1^2 P\,dv$
${}_{en}w_{VC\,s} = \begin{cases} \frac{n}{n-1}[(Pv)_s - (Pv)_{en}] & n \neq 1 \\ (Pv)_s \ln\frac{P_s}{P_{en}} & n = 1 \end{cases}$	${}_1w_2 = \begin{cases} \frac{1}{1-n}[(Pv)_1 - (Pv)_2] & n \neq 1 \\ (Pv)_1 \ln\frac{v_1}{v_2} & n = 1 \end{cases}$

Ejemplo 5.11

Evalúe el trabajo por unidad de masa, en los siguientes casos: *a)* una bomba donde el agua líquida entra a 14.7 psia y 70°F y sale a 200 psia y *b)* la compresión isotérmica del vapor de agua de 14.7 psia y 600°F a 200 psia. Ambos procesos son reversibles y operan bajo condiciones de estado estable.

Solución

a) El agua líquida es incompresible. Por tanto, para $n \to \infty$ la tabla 5.6 da

$$w = v(P_2 - P_1)$$

El volumen específico a 70°F corresponde al valor del líquido saturado, igual a v = 0.01605 ft/lbm; (*) por lo tanto,

$$w = 0.01605\ (200 - 14.7)(144) = 428.27 \text{ lbf} \cdot \text{ft/lbm}$$

$$= +0.55 \text{ Btu/lbm} = +1.28 \text{ kJ/kg}$$

b) El vapor de agua se parece a un gas ideal (Fig C.1) a la temperatura reducida, T_r = 1059.67/1165.1 = 0.9095 y a la presión reducida, P_r = 13.6/218.0 = 0.062. A presiones menores, esta aproximación es aún más correcta. La tabla 5.6 da las relaciones para el trabajo con n = 1 (Pv = RT = una constante para un proceso isotérmico). Así,

$$w = P_1 v_1 \ln \frac{P_2}{P_1} = RT \ln \frac{P_2}{P_1} = (85.76)(1059.67) \ln \frac{200}{14.7}$$

$$= 237{,}200 \text{ ft} \cdot \text{lbf/lbm} = 304.9 \text{ Btu/lbm} = 709.1 \text{ kJ/kg}$$

Comentarios

Las relaciones generales de la tabla 5.6 se aplican a todos los procesos reversibles. Para varios sistemas resulta útil la estimación de gas ideal y de procesos politrópicos. Estos ejemplos numéricos presentan el caso isotérmico, pero también son posibles otros procesos (diferente n).

Una segunda aplicación importante se refiere a la descarga de un recipiente a volumen constante, que corresponde a una ***aplicación de estado inestable.*** Una diferencia en este problema es que el estado a la salida con frecuencia se supone igual al estado que existe dentro del volumen de control (un proceso internamente reversible), el cual cambia con el tiempo, por lo que no es posible considerarlo constante. Si existe una sola salida y no hay entradas, entonces la descarga se describe por [véanse las ecuaciones (5.125) a (5.127)]

* ***NOTA DEL TRADUCTOR:*** En realidad se trata de un líquido comprimido (o subenfriado), pero a falta de la tabla correspondiente el valor de las propiedades se puede aproximar con la tabla de saturación a la temperatura correspondiente.

Masa:

$$dm_{vc} = -dm_s \tag{5.139}$$

Primera ley:

$$dE_{VC} = \delta Q_{VC} - (e + Pv)_s \, dm_s \tag{5.140}$$

Segunda ley:

$$dS_{VC} + s_s \, dm_s \geq \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{VC} \tag{5.141}$$

Los cambios de las energías cinética y potencial se desprecian y los cambios de las propiedades dentro del volumen de control se expresan en su forma intensiva. Por lo tanto, la primera y la segunda leyes se escriben

$$d(um)_{VC} = m_{VC} \, du_{VC} + u_{VC} \, dm_{VC} = \delta Q_{VC} + h_s \quad dm_{VC} \tag{5.142}$$

Y

$$d(sm)_{VC} - s_s \quad dm_{VC} = s_{VC} \, dm_{VC} + m_{VC} \, ds_{VC} - s_s \quad dm_{VC} \geq \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{VC} \tag{5.143}$$

donde se ha empleado la conservación de la masa. Las propiedades a la salida y dentro del volumen de control varían con el tiempo, pero si son iguales entre sí en cada instante, entonces $u_{vc} = u_s$ y $s_{vc} = s_s$

$$m_{VC} \, du_{VC} = \delta Q_{VC} + (Pv)_{VC} \, dm_{VC} \tag{5.144}$$

$$m_{VC} \, ds_{VC} \geq \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{VC} \tag{5.145}$$

Las expresiones que describen la ***descarga de una sustancia en una sola fase*** desde un recipiente incluyen las contribuciones de la transferencia de calor. Para sustancias en dos fases, la entalpía del material que sale generalmente no es igual a la entalpía del volumen de control y el análisis debe iniciarse a partir de la primera ley.

La descarga de un recipiente adiabático, a volumen constante, queda descrita por la ecuación (5.144) junto con la ecuación de Gibbs [ecuación. **(5.43)**]. La ecuación (5.144) para un proceso adiabático se escribe

$$m_{VC} \, du_{VC} = (Pv)_{VC} \, dm_{VC} \tag{5.146}$$

Como el volumen es constante, $d(m_{vc} v_{vc}) = 0$ o sea $v_{vc} \, dm_{vc} = - m_{vc} \, dv_{vc}$. Por lo tanto,

$$m_{CV} \, du_{VC} = - m_{VC} P_{VC} \, dv_{VC} \tag{5.147}$$

o

$$du_{VC} = - P_{VC} \, dv_{VC} \tag{5.148}$$

Esta es la ecuación de Gibbs dada por la ecuación (5.43) cuando

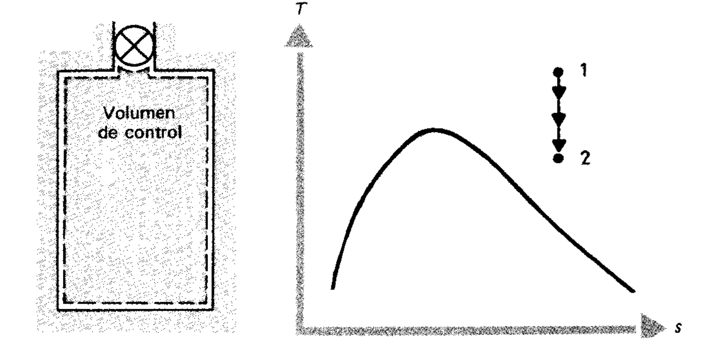
$$ds_{VC} = 0 \tag{5.149}$$

Por consiguiente, la descarga a volumen constante de un tanque adiabático es un proceso a entropía constante. Sin embargo, se ha considerado que la entropía a la salida es igual a la entropía de la masa uniformemente contenida en el volumen de control; justamente se ha mostrado que esto resulta en un proceso internamente reversible con respecto al volumen de control y su generalidad es tal que no necesita la hipótesis de un proceso totalmente reversible. Lo anterior es muy importante para los cálculos de descarga puesto que una propiedad se conoce en cada punto del proceso.

Ejemplo 5.12

Un tanque aislado de 1.0 m^3 contiene vapor de agua a 2.0 MPa y 500°C. Se extrae el vapor por la parte superior del tanque para emplearse en un experimento afín. ¿Cuál es la temperatura final y la masa extraída si la presión final es igual a 0.2 MPa?

Diagramas



Solución

El estado inicial queda especificado por la temperatura y la presión. El estado final está determinado por la presión y la entropía constante. Por consiguiente,

Estado	P, MPa	T, °C	v, m^3/kg	s, kJ/(kg · K)
1	2.0	500	(0.17556)	(7.4286)
2	0.2	(182.7)	(1.0385)	$s_2 = s_1$

Puesto que tanto los estados como los procesos están especificados, las propiedades restantes se obtienen de la tabla D.lO. Estas propiedades se presentan en la tabla precedente.

La temperatura final se obtiene por interpolación y resulta igual a **182.7°C** = **360.9°F.** La masa extraída se calcula a partir del cambio del volumen específico y es:

$$m_s = m_1 - m_2 = \left(\frac{V}{v}\right)_1 - \left(\frac{V}{v}\right)_2$$

$$= V\left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = 1\left(\frac{1}{0.17556} - \frac{1}{1.0385}\right) = 4.73 \text{ kg} = 10.4 \text{ lbm}$$

Comentarios

La solución de este proceso es directa cuando se emplea $s_2 = s_1$. Un enfoque opcional para obtener la solución, necesario en el análisis de la descarga de sustancias difásicas, parte de la primera ley. La ecuación (5.148) es

$$du = -P\,dv$$

para un tanque adiabático. Esta expresión se incrementa a través del proceso empleando la tabla D.9. Específicamente, para dos estados intermedios a y b,

$$u_b - u_a = P_{sat}(v_a - v_b)$$

donde se conocen v_a y u_a por la etapa anterior y se evalúan u_b y v_b mediante la calidad; es decir, $u_b = u_{lb} + x_b\, u_{lgb}$ y $v_b = v_{lb} + x_b\, v_{lgb}$. De esta forma, se obtiene la calidad y se completa la solución.1

5.10 Eficiencia de los aparatos

Para muchos aparatos se desea conocer su eficiencia adiabática. En una turbina de vapor se busca la producción de un cierto trabajo a partir de un estado a temperatura y presión elevadas y una presión dada a la salida. Cualquier transferencia de energía desde la turbina en forma de calor representa una pérdida y reduce la entrega de trabajo. Un compresor toma un fluido desde un estado a la entrada y requiere cierto trabajo para que dicho fluido salga a la presión deseada. El calor perdido por un compresor dado demanda una entrada de trabajo mayor. (Algunos compresores operan casi isotérmicamente, por lo que existe una transferencia de calor. Estos compresores requieren un estudio particular.) Las ineficiencias de estos componentes se deben a procesos irreversibles.

La eficiencia de los aparatos se emplea para comparar el proceso real con el proceso adiabático reversible. Se desea la reducción de las irreversibilidades en un componente del proceso con el fin de aumentar la eficiencia de dicho proceso. Por consiguiente, la eficiencia de un aparato es la relación entre el resultado real y el isentrópico, teniendo como valor límite la unidad. Un aparato isentrópico es el estándar para comparar la operación adiabática real.

5.10.1 Eficiencia de una turbina

La eficiencia de una turbina es la comparación entre la entrega de trabajo real y el trabajo producido por un proceso isentrópico. La entrada a la turbina corresponde a un estado específico y la salida debe ser a una presión dada. La presión en el escape es la condición a la salida ya que con frecuencia, para una aplicación dada, queda determinada por factores tales como el agua de enfriamiento disponible en el condensador. Los dos procesos que se comparan mediante la eficiencia de la turbina se muestran en la figura 5.1 la. Tanto el proceso real como el isentrópico se inician en un mismo estado. El estado a la salida es diferente en cada caso, pero los estados a la salida, tanto para el proceso real como para el isentrópico, están a la misma presión. Representando el trabajo real con w_a y el trabajo isentrópico con w_s, la eficiencia de la turbina se define como

$$\eta_t \equiv \frac{w_r}{w_s} \tag{5.150}$$

La reducción de las irreversibilidades avecina el estado de salida del proceso real con el estado de salida isentrópico. Aplicando la primera ley a un flujo en estado estable, adiabático y con propiedades uniformes a la entrada y a la salida, se encuentra una eficiencia de la turbina igual a

$$\eta_t = \frac{(h_{en} - h_s)_r}{(h_{e.} - h_s)_s} \tag{5.151}$$

donde se han despreciado los cambios de las energías cinética y potencial. La figura 5.1 la muestra el proceso para una turbina de vapor, pero esta definición también es válida para una turbina de gas. Las turbinas reales presentan normalmente eficiencias del orden del 60 a 80% y hasta cerca del 90% en turbinas muy grandes.

5.10.2 Compresores y bombas

En un compresor también se hace la comparación entre el caso real y el isentrópico. El funcionamiento deseado en un compresor consiste en producir una cierta presión a la salida con una entrada mínima de trabajo. Suponiendo que el trabajo real es adiabático, se observa que las irreversibilidades requieren más trabajo. La eficiencia de un compresor es

$$\eta_c \equiv \frac{w_s}{w_r} \tag{5.152}$$

A la entrada, el estado es el mismo para cada proceso y ambos procesos tienen el escape a la misma presión de salida. La primera ley para un flujo adiabático, en estado estable, da

$$\eta_c = \frac{(h_{en} - h_s)_s}{(h_{en} - h_s)_r} \tag{5.153}$$

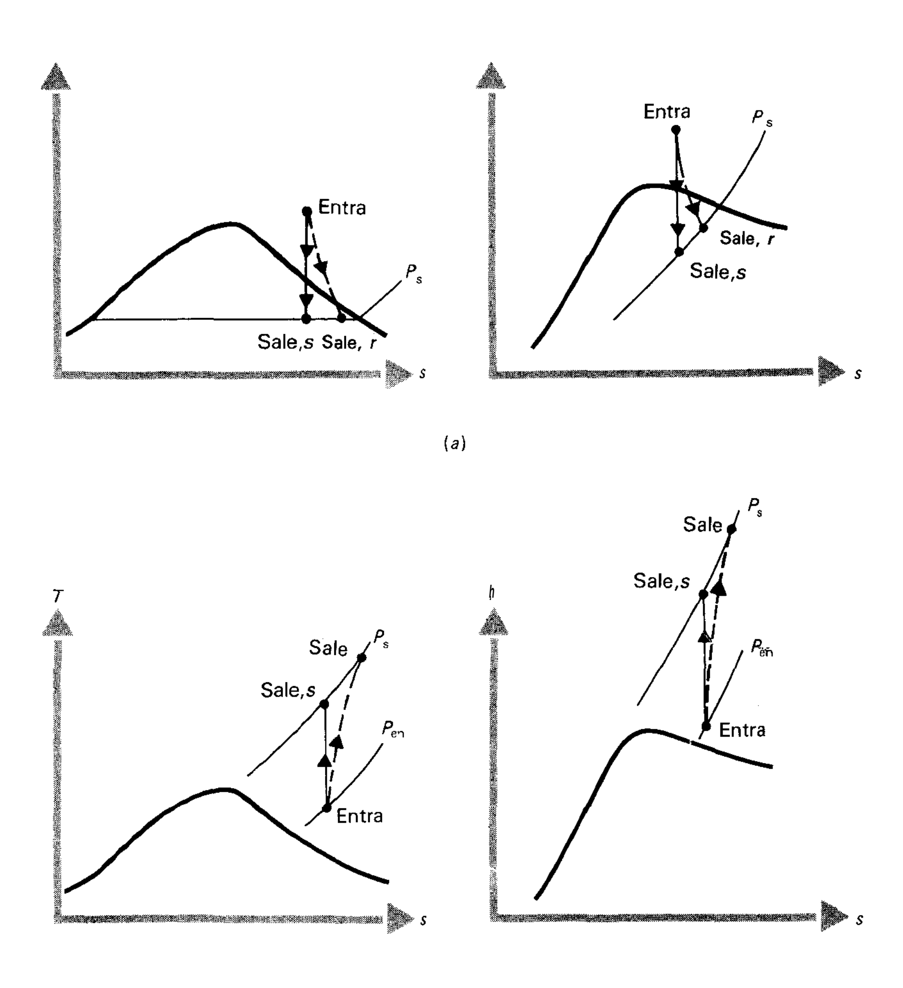


Figura 5.11 Comparación entre las eficiencias de los aparatos. a) Turbina; *b*) compresor.

donde se han despreciado los cambios de las energías cinética y potencial. La entrada de trabajo isentrópico es menor que la entrada de trabajo real y como límite, la eficiencia del compresor es igual a la unidad. La figura 5.1 1*b* muestra la comparación de estos dos procesos.

Los compresores tienen eficiencias típicas cercanas al 60% cuando operan cerca de las condiciones de diseño. Dado que los compresores trabajan con una eficiencia mejor cuando el volumen del gas por comprimir es mínimo, con frecuencia resulta deseable proveer al compresor de un enfriamiento para minimizar la expansión del gas debida al aumento de la temperatura. Para los compresores con enfriamiento se emplea una definición diferente de la eficiencia, donde para la comparación se toma un compresor isotérmico en lugar de uno adiabático.

Las bombas representan un caso de interés particular. En la mayoría de las situaciones en que se emplean bombas, el fluido se considera ***incompresible; es*** decir,

v = constante. La ecuación (5.138) expresa convenientemente el trabajo de una bomba como

$$w_s = \int_1^2 v\, dP = v(P_2 - P_1) \tag{5.154}$$

que es valida para una bomba *reversible* o algún otro aparato por el que fluye un fluido *incompresible*. [Esta forma de la *ecuación de Bernoulli*, de importancia fundamental en la mecánica de los fluidos, resulta de ampliar la ecuación (4.101) para considerar una bomba en la línea. También es válida para una bomba isotérmica.] Por lo tanto, la eficiencia de la bomba es

$$\eta_\beta = \frac{w_s}{w_r} = \frac{v(P_2 - P_1)}{w_r} \tag{5.155}$$

5.10.3 Toberas

Otra eficiencia de un componente se define para la tobera. Una tobera aumenta la velocidad como resultado de una disminución en la presión. Generalmente este dispositivo es adiabático. La eficiencia compara la energía cinética real a la salida con la energía cinética a la salida debida a un proceso isentrópico. El estado a la entrada de cada proceso y la presión a la salida son los mismos para cada proceso comparado. La eficiencia de la tobera es

$$\eta_N = \frac{(EC)_r}{(EC)_s} = \frac{\mathbf{V}_r^2/(2g_c)}{\mathbf{V}_s^2/(2g_c)} \tag{5.156}$$

La eficiencia de los aparatos compara dos procesos que tienen idéntico estado a la entrada, El estado a la salida está a la misma presión tanto en el proceso real como en el ideal.

5.10.4 Eficiencia de la masa de control

La expansión o trabajo del pistón en una máquina de combustión interna, requiere el análisis de una masa de control. La eficiencia de este proceso, o algún otro que involucre un mecanismo cilindro-pistón, compara la entrega de trabajo real con la del trabajo isentrópico, para una misma presión final. La eficiencia se expresa en función de la energía interna como

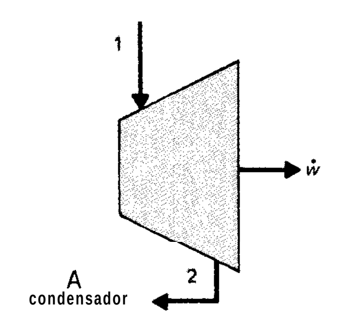
$$\eta_{MC} = \frac{w_r}{w_s} = \frac{(u_2 - u_1)_r}{(u_2 - u_1)_s} \tag{5.157}$$

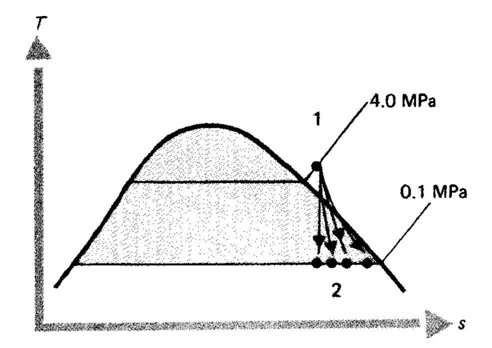
En esta comparación, el estado inicial es el mismo y se han despreciado los cambios en las energías cinética y potencial.

Ejemplo 5.13

Una turbina de vapor tiene una eficiencia η_t; su estado a la entrada es de 700°F y 550 psia. La mezcla sale de la turbina y se condensa a 14.7 psia en un condensador. El proceso es adiabático y la rapidez del flujo másico es de 1 lbm/s. Calcule el porcentaje, respecto a la masa inicial, que es líquido al escape de la turbina y la potencia de la turbina cuando la eficiencia de esta máquina se degrada de η_t = 95 a 80 y a 60%.

Diagramas





Solución

El estado inicial está especificado. El estado a la salida se determina mediante la eficiencia y la presión a la salida. La eficiencia de la turbina, compara el proceso isentrópico con el proceso real, por lo que η_t y la trayectoria isentrópica especifican el estado real a la salida. Para una turbina adiabática, la ecuación (5.151) queda

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2)_r}{(h_1 - h_2)_s}$$

o

$$h_{2r} = h_1 - \eta_t(h_1 - h_2)_s$$

Por lo tanto, con el estado $2s$ determinado, las expresiones precedentes dan el estado real a la salida (con P_2 = 14.7 psia).

La información sobre los estados es la siguiente:

Estado	P, psia	T, °F	x	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
1	550	700		(1354.0)	(1.5990)
2_s	14.7	—	(0.8908)	(1044.4)	$s_{2s} = s_1$
2_{95}	14.7	—	(0.9067)	1059.9	—
2_{80}	14.7	—	(0.9546)	1106.3	—
2_{60}	14.7	—	—	1168.2	—

El porcentaje respecto a la masa inicial que es líquido en el estado 2 es ($\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$)

$$\frac{\dot{m}_{l2}}{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_2 - \dot{m}_{g2}}{\dot{m}} = 1 - x$$

y la calidad se encuentra en la tabla precedente. La potencia entregada por esta turbina adiabática es

$$\dot{W} = \dot{m}(h_2 - h_1)_r = \dot{m}\eta_t(h_2 - h_1)_s$$

Empleando la tabla anterior para evaluar el porcentaje de la masa que es líquido y la potencia entregada, resulta

Eficiencia de la turbina, %	Masa líquida, %	Potencia, MBtu/h	Potencia, KW
100	10.92	-1.115	− 326.8
95	9.33	− 1.059	-310.4
80	4.54	− 0.892	-261.4
60	0.00	− 0.669	− 196.1

Comentarios

El proceso reversible está dado por $\eta_t = 1.0$ y corresponde al trabajo máximo que se puede obtener desde el estado de entrada especificado hasta la presión a la salida. Cualquier otra eficiencia produce menos trabajo. El porcentaje de líquido en el escape de la turbina depende fuertemente de la eficiencia de la turbina. Si se diseña la turbina para operar a $\eta_t = 0.95$, entonces el condensador debe manejar 9.32% de líquido.

Si el agua que sale del condensador es líquido saturado, mediante un balance de energía para el condensador se ve que es necesaria una transferencia de calor $\dot{Q} = \dot{m}(h_s - h_{en}) = \dot{m}(h_l - h_{2r})$. El flujo de calor transferido del agua cambia desde

-3.11 MBtu/h para η = 1.0 hasta -3.56 MBtu/h para η_t= 0.6. Por consiguiente, una degradación en la operación de la turbina requiere que haya cambios en la operación de los otros componentes del ciclo.

5.1 1 Procesos cíclicos y ciclo de Carnot

Los procesos que regresan a su estado inicial reciben el nombre de *procesos cíclicos*. Los procesos individuales que constituyen los elementos del proceso cíclico varían y dependen de cada aplicación en particular. Un ciclo ideal de potencia que utilice vapor de agua se compone de procesos de transferencia de calor a presión constante (hacia el fluido de trabajo en el generador de vapor y desde el fluido de trabajo en el condensador) y de procesos de trabajo adiabático (adición de trabajo por la bomba y entrega de trabajo por la turbina). La máquina ideal de ignición por chispa se compone de procesos adiabáticos y a volumen constante. El combustible y el aire se comprimen adiabáticamente y la combustión subsecuente se idealiza como un calentamiento a volumen constante. Los gases calientes se expanden adiabáticamente, realizando un trabajo. Entonces, los gases al escape disipan calor a volumen constante. En estos ejemplos idealizados, los procesos generalmente se consideran reversibles. Estos ejemplos (y aún hay muchos más) indican que un proceso cíclico se compone de varios procesos individuales diferentes y su combinación depende de la aplicación.

Todos los ejemplos sobre ciclos tienen un rasgo distintivo en común: operan entre dos temperaturas límite. La temperatura elevada resulta de un proceso de combustión en el generador de vapor o dentro del cilindro. La temperatura baja se debe a procesos de enfriamiento. Las características de estos ciclos con dos temperaturas se muestran, desde un punto de vista general, como un depósito de transferencia de calor a temperatura elevada o fuente a T_A, y un depósito de transferencia de calor a temperatura baja o sumidero a T_B. El ciclo que opera entre esas dos temperaturas es arbitrario. La figura 5.12 muestra un ciclo de potencia o una máquina térmica, en general.

La primera ley para un ciclo arbitrario establece que

$$-\oint \delta W = \oint \delta Q \tag{5.158}$$

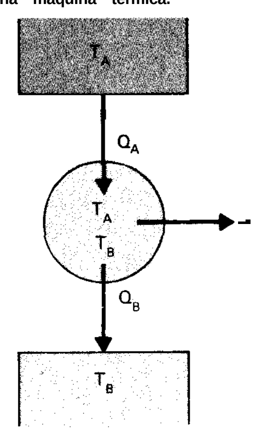
lo cual es valido para un conjunto arbitrario de procesos tanto reversibles como irreversibles. Para el ciclo que muestra la figura 5.12, con dos transferencias de calor, se obtiene

$$|W| = \left|\oint \delta W\right| = |Q_A| - |Q_B| \tag{5.159}$$

Se emplean los símbolos de valores absolutos para indicar magnitudes y el signo se indica explícitamente para indicar la dirección de la transferencia de calor. La segunda ley, aplicada al ciclo [ecuación (5.74)], establece que

$$\oint dS_{MC} = 0 \geq \oint \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{MC} \tag{5.160}$$

Figura 5.12 Representación de una máquina térmica.



donde el cero resulta por tratarse de un ciclo. Las ecuaciones (5.158) y (5.160) tienen carácter general para los ciclos. Estas expresiones conducen a un enunciado muy importante sobre los ciclos que operan entre dos depósitos de tranferencia de calor. Para transferencias de calor reversibles con los dos depósitos térmicos, la segunda ley queda

$$0 \geq \frac{|Q_A|}{T_A} - \frac{|Q_B|}{T_B} \tag{5.161a}$$

o

$$\frac{|Q_B|}{|Q_A|} \geq \frac{T_B}{T_A} \tag{5.161b}$$

Esta últin a expresión también se obtiene de la ecuación para la generación de entropía [ecuación (5.77)].

La ***eficiencia*** del ciclo η se define como

$$\eta \equiv \frac{\text{entrega deseada}}{\text{demanda requerida}} \tag{5.162}$$

Esta eficiencia no debe confundirse con la eficiencia de los aparatos definida en la sección 5.10. La eficiencia del ciclo compara la entrega total del ciclo deseada con la demanda requerida, en tanto que la eficiencia de los aparatos considera un proceso (no un ciclo) y compara la trayectoria real con la isentrópica. Un ciclo de potencia o una máquina térmica, como la mostrada en la figura 5.12, tiene una entrega de trabajo $|W|$ y una demanda de calor $|Q|_A$ del depósito a temperatura elevada. Por consiguiente, su eficiencia es

$$\eta = \frac{|W|}{|Q_A|} \tag{5.163}$$

La ecuación (5.159) da

$$\eta = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|} \tag{5.164}$$

La relación de las transferencias de calor se elimina mediante la ecuación (5.161 ó), quedando

$$\eta \leq 1 - \frac{T_B}{T_A} \tag{5.165}$$

donde la igualdad se aplica a ciclos reversibles y la desigualdad se aplica a ciclos irreversibles. Así,

$$\eta_{irr} < \eta_{rev} = 1 - \frac{T_B}{T_A} \tag{5.166}$$

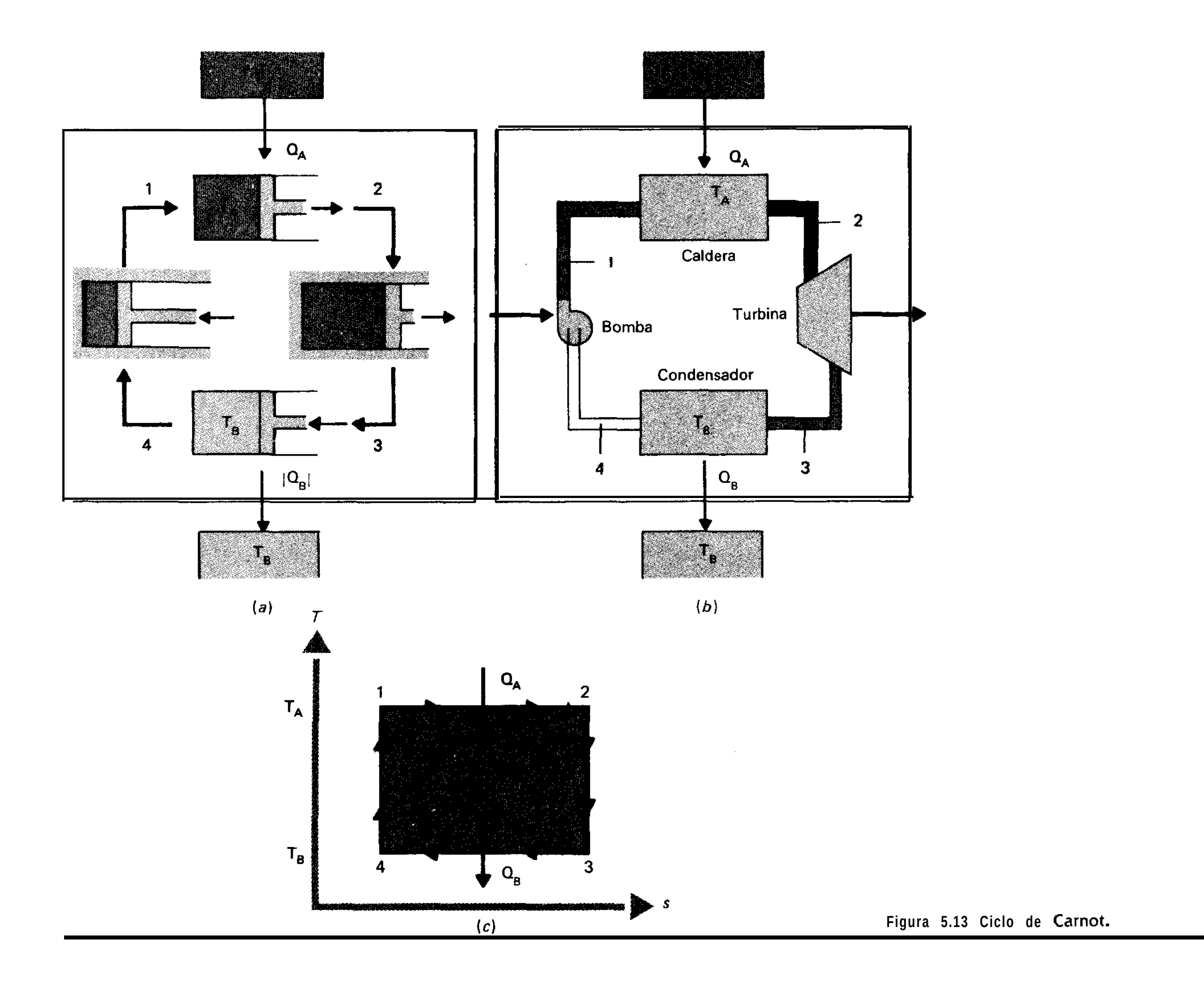


Figura 5.13 Ciclo de Carnot.

Ahora bien, la eficiencia máxima de una máquina térmica que opera entre dos depósitos de calor tiene lugar para el ciclo reversible. Este enunciado se aplica sin importar los procesos específicos del ciclo, pero éstos deben ser reversibles.

La figura 5.13 *a* y *b* muestra un ciclo reversible muy importante, que opera entre dos depósitos de transferencia de calor. Los dos ejemplos específicos realizan los mismos procesos pero operan con componentes diferentes. El ciclo incluye intercambio isotérmico de energía con los dos depósitos de tranferencia de calor y otros dos procesos que tienen lugar adiabáticamente. Todos los procesos son reversibles. La transferencia de calor se efectúa a diferencias de temperatura infinitesimales, por lo que la temperatura dentro del sistema es igual a la de la fuente o a la del sumidero. Los otros dos procesos son reversibles y adiabáticos; en consecuencia, isentrópicos.

En la figura 5.13*c* se muestra el diagrama de estados correspondiente a los cuatro procesos:

1 a 2 Tranferencia de calor isotérmica a T_A
2 a 3 Proceso de expansión isentrópica
3 a 4 Tranferencia de calor isotérmica a T_B
4 a 1 Proceso de compresión isentrópica

Este ciclo recibe el nombre de *ciclo de Carnot*

La figura 5.13*a* presenta una masa de control realizando un ciclo de Carnot. Hay una transferencia de calor hacia la masa de control, desde el estado 1 hasta el estado *2, a* T_A, obteniéndose cierto trabajo por la expansión. El proceso entre los estados 2 y 3 es una expansión adiabática hasta la temperatura T_B. Después se presenta una transferencia de calor, desde la masa de control, entre los estados 3 y 4, que tiene lugar reversiblemente a T_B. El proceso final lleva la masa de control adiábaticamente desde el estado 4 hasta el estado 1. Otra opción consiste en una planta de potencia que incluye cuatro elementos de volumen de control, con el fluido de trabajo realizando los procesos cuando circula por dichos elementos (Fig. 5.13*b*). En la caldera hay una transferencia de calor isotérmica hacia el fluido, que tiene lugar a la temperatura elevada entre los estados 1 y 2. El fluido se expande adiabáticamente en la turbina pasando del estado 2 al estado 3 y se produce una entrega de trabajo. El condensador se emplea para una transferencia isotérmica de calor a T_B, entre los estados 3 y 4. La compresión adiabática del fluido hacia el estado 1 la realiza una bomba. El diagrama general de los ciclos de potencia de la figura. 5.12 contiene estos dos tipos de ciclos.

El análisis anterior considera un ciclo de potencia o una máquina térmica cuyo fin es producir una entrega neta de trabajo. Un refrigerador es un mecanismo cíclico cuyo objetivo es transferir calor desde una región a baja temperatura, para lo cual demanda una entrada de trabajo. Este dispositivo se muestra esquemáticamente en la figura 5.14. A la eficiencia de un refrigerador se le llama *coeficiente de operación* (COP) y está dada por

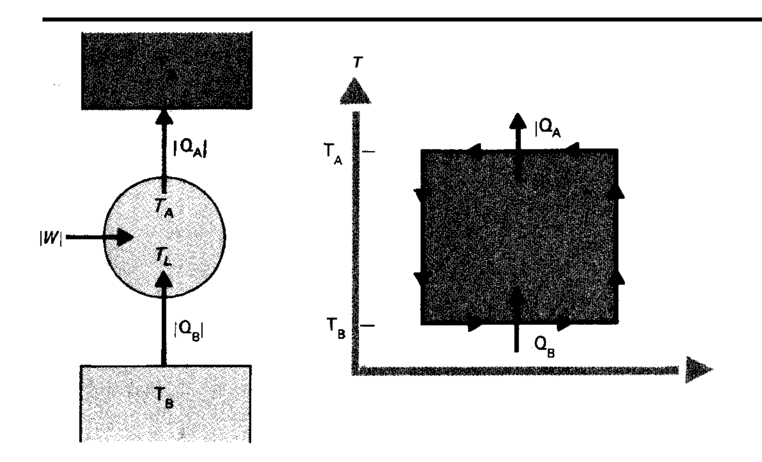


Figura 5.14 Representación para un Refrigerador.

$$\mathrm{COP} = \frac{|Q_B|}{|W|} \qquad (5.167)$$

La primera ley establece

$$-|W| = |Q_B| - |Q_A| \qquad (5.168)$$

o

$$\mathrm{COP} = \frac{|Q_B|}{|Q_A| - |Q_B|} = \frac{1}{|Q_A|/|Q_B| - 1} \qquad (5.169)$$

La segunda ley da

$$0 \geq \frac{|Q_B|}{T_B} - \frac{|Q_A|}{T_A} \quad \text{o} \quad \frac{|Q_A|}{|Q_B|} \geq \frac{T_A}{T_B} \qquad (5.170)$$

En consecuencia,

$$\mathrm{COP} \leq \frac{1}{T_A/T_B - 1} \qquad (5.171)$$

La igualdad se aplica a los refrigeradores reversibles, en tanto que la desigualdad corresponde a los refrigeradores irreversibles. Por lo tanto,

$$\mathrm{COP}_{irr} < \mathrm{COP}_{rev} = \frac{1}{T_A/T_B - 1} \qquad (5.172)$$

Obsérvese que el COP teórico se encuentra entre 0 y grandes valores > 1. En el capítulo 6 se estudiarán con más detalle estos ciclos.

Una bomba de calor (BC) opera como indica la figura 5.14, pero su objetivo es transferir calor a una región a temperatura elevada, por lo que la entrega deseada es $|Q|_A$. El análisis precedente da

$$\mathrm{COP}_{BC} = \frac{|Q_A|}{|W|} = \frac{|Q_A|}{|Q_A| - |Q_B|} = \frac{1}{1 - |Q_B|/|Q_A|} \leq \frac{1}{1 - T_B/T_A} \qquad (5.173)$$

donde el signo de igualdad se aplica al ciclo reversible y el de desigualdad corresponde al ciclo irreversible. Por lo tanto,

$$\mathrm{COP}_{BC,\ irr} < \mathrm{COP}_{BC,\ rev} = \frac{1}{1 - T_B/T_A} \qquad (5.174)$$

Obsérvese que

$$\mathrm{COP}_{BC} - \mathrm{COP} = \frac{|Q_A|}{|Q_A| - |Q_B|} - \frac{|Q_B|}{|Q_A| - |Q_B|} = 1 \qquad (5.175)$$

5.12 Medida de la temperatura

La temperatura termodinámica definida por la ecuación (5.9) corresponde a la derivada que relaciona la energía interna con la entropía. Esta definición satisface lo que

se espera tanto en el equilibrio térmico como en las percepciones de frío y caliente; además, permite obtener la ecuación (5.161), después de un cierto análisis. Para una máquina térmica reversible operando entre dos depósitos de transferencia de calor, esta expresión resulta

$$\frac{|Q_B|}{|Q_A|} = \frac{T_B}{T_A} \tag{5.176}$$

Esta ecuación es válida para cualquier máquina reversible y es independiente del material. Esta expresión, en principio, proporciona un método para medir la temperatura termodinámica.

La técnica consiste en operar una máquina reversible entre un depósito a temperatura especificada y otro depósito a temperatura diferente, cuyo valor es el deseado. En principio, los calores transferidos se pueden medir y, por ende, se obtiene la temperatura desconocida. La escala de Kelvin se basa en un valor asignado al punto triple del agua como 273.16 K. La medida de la relación de los calores transferidos por el ciclo operando entre esta temperatura y la deseada, permite determinar esta última temperatura. Así pues, esta máquina reversible puede usarse para asignarle un valor a cualquier temperatura.

El método práctico para medir la temperatura es utilizar un termómetro de gas. Este termómetro se basa en la ecuación de estado del gas ideal:

$$Pv = RT \tag{5.177}$$

Si una cantidad especificada de gas ocupa el volumen dado, entonces

$$\frac{P}{T} = \text{constante} \tag{5.178}$$

Por consiguiente, la medida de la presión da el valor de la temperatura para un termómetro que contiene un gas ideal dentro de un volumen fijo. Para obtener el valor de la constante de la ecuación (5.178), nuevamente se señala el valor de 273.16 para el punto triple del agua y se mide la presión correspondiente en este termómetro de gas ideal. Medidas subsecuentes de la presión con este termómetro de gas ideal conducen a determinar el valor deseado de las temperaturas. Debe observarse que este método se basa en la validez de la ecuación de estado del gas ideal. Para verificar si un gas específico obedece a la ecuación de estado del gas ideal, se necesita medir la temperatura, lo cual es posible mediante la máquina térmica reversible descrita anteriormente.

5.13 Otros enunciados de la segunda ley

El desarrollo original de la termodinámica clásica considera el equipo y las máquinas cíclicas puesto que el progreso de la termodinámica, como el de otras disciplinas, se basa en las observaciones físicas. En el apéndice A se presenta un breve resumen sobre esta evolución. En el texto presente se establecen las leyes de manera directa y se demuestra su aplicación posteriormente. En esta sección se presentan algunas otras formas de la segunda ley, con el fin de mostrar su correspondencia con el enfo-

que que se ha manejado hasta ahora. Entender las otras formas resulta útil para una interpretación más clara del presente estudio. Asimismo, los otros enunciados de la segunda ley sirven como buenos ejemplos del análisis termodinámico.

Probablemente los otros enunciados de la segunda ley son tan numerosos como el número de investigadores que trabajan en este tema. No se intentará exponer todos los enunciados posibles ni las pruebas completas de los otros enunciados, pero sí se presentan y discuten las comparaciones entre los diferentes enfoques.

Numerosas variaciones de la segunda ley tratan de la imposibilidad de transformar calor en trabajo. A esta forma se le ha llamado el ***enunciado de Kelvin-Planck*** [3]:

> **Es imposible construir una máquina que, operando continuamente, no produzca otro efecto que la extracción de calor desde un solo depósito y la entrega de una cantidad equivalente de trabajo.**

Este enunciado se demuestra cuando se considera la expresión para un ciclo ("operando continuamente" implica un ciclo) de la sección. 5. ll. La primera ley para el ciclo, con un solo depósito a temperatura elevada, es

$$|W| = |Q_A|$$

donde el trabajo es negativo cuando es entregado por la máquina y la tranferencia de calor es positiva cuando entra a la máquina. La segunda ley, para esas mismas condiciones, resulta

$$0 \geq \frac{|Q_A|}{T_A}$$

Esta expresión indica que la transferencia de calor debe ser negativa, es decir, salir de la máquina. Por lo tanto, existe una contradicción que conduce a la imposibilidad. Obsérvese que es posible producir trabajo a partir de una transferencia de calor si el sistema no opera cíclicamente.

Otro enunciado, con una forma similar al de Kelvin-Planck, establece:

> **Es imposible construir una máquina que, operando periódica y continuamente, produzca trabajo a expensas del calor extraído desde una sola fuente.**

Este enunciado fue formulado inicialmente por Planck y, la forma anterior es la propuesta, por Kestin [4]. Otra forma similar es

> **Una máquina de movimiento perpetuo de segunda clase (MMP2) es imposible.**

donde el sistema MMP2 opera cíclicamente, entregando trabajo en tanto intercambia energía, como tranferencia de calor, con un sólo depósito a temperatura uniforme. Este enunciado se debe a Keenan [5].

Otra opción es considerar la imposibilidad de la transferencia de calor desde un depósito a baja temperatura hasta un depósito a temperatura elevada. Este enunciado de la segunda ley se conoce como el ***enunciado de Clausius*** [3]:

> **Es imposible construir un aparato que, operando continuamente, sólo produzca el efecto de transferir calor desde un cuerpo más frío hacia uno más caliente.**

La primera ley para un ciclo que no realiza trabajo, pero acepta el calor transferido desde un cuerpo a baja temperatura $|Q|_B$ y transfiere calor a un cuerpo a temperatura elevada $|Q|_A$ es

$$0 = |Q_B| - |Q_A|$$

o

$$|Q_A| = |Q_B|$$

La segunda ley para este ciclo queda

$$0 \geq \frac{|Q_H|}{T_L \quad T_H}$$

o

$$\frac{|Q_B|}{T_B} \leq \frac{|Q_A|}{T_A}$$

Pero la primera ley requiere que $|Q|_B = |Q|_A$, por lo tanto, la segunda ley necesita que

$$T_B \geq T_A$$

Este resultado contradice el enunciado de que T_B es menor que T_A y conduce a la imposibilidad de tal máquina.

Estos ejemplos son formas de la segunda ley que muestran el enfoque histórico de la termodinámica clásica. Existen muchos otros ejemplos que no se presentaran aquí.

5.14 Resumen

Los elementos básicos de la termodinámica clásica ahora están completos. Se han presentado la primera y la segunda leyes tanto para la masa de control como para el volumen de control. Estas leyes, combinadas con el postulado de estado y la conservación de la masa, forman las bases del análisis termodinámico. En la tabla 5.1 se han resumido los principios básicos y las idealizaciones más frecuentes se han presentado en las tablas 5.2 y 5.3. Estas expresiones se han aplicado a sistemas claramente definidos, indicando las tranferencias que se presenten en las fronteras. También se han estudiado las propiedades requeridas para los análisis, las cuales se encuentran en los apéndices. Las relaciones de gas ideal y de fluido incompresible o solido, se resumen en las tablas 5.4 y 5.5, respectivamente. También resultan importantes las ecuaciones de Gibbs y las [ecuaciones. (5.43) y (5.44)] para relacionar las propiedades. Se debe estar seguro de separar el análisis termodinámico de la evaluación de las propiedades.

En los capítulos siguientes se aplicarán los principios y las propiedades termodinámicos a varios sistemas y procesos. Se van a presentar nuevas definiciones, pero se fundarán en los elementos básicos que se han delineado hasta ahora.

Problemas

5.1 Indique si la entropía de la masa de control aumenta, disminuye o permanece constante cuando se completan los procesos siguientes. Explique su respuesta.

a) Un pistón, sin fricción, comprime lentamente un gas contenido en un cilindro adiabático.

b) Un pistón, sin fricción, comprime lentamente un gas isotérmico contenido en un cilindro diattrmico (permite la transferencia de calor).

c) Un pistón, que ajusta perfectamente en el cilindro, comprime lentamente un gas isotérmico contenido en un cilindro diatérmico.

d) Un trozo de hielo flota sobre agua que está muy próxima al congelamiento y lentamente aumenta su masa hasta que toda el agua se ha congelado. (Considere la masa de control constituida por el hielo y el agua.)

e) Un kilogramo de mastique cae sobre una baldosa y se pega sin rebotar.

f) Un alambre pasa por la perforación de una cuenta y se cuelga holgadamente de dos ganchos colocados a igual altura; la cuenta se desliza hasta quedar en reposo en el punto más bajo del alambre. Considere la cuenta como la masa de control.

5.2 Para los procesos siguientes, considere la entropía total generada en la masa de control y los alrededores. Describa los procesos que cambian la entropía y el signo de cada cambio; muestre que $S_{gen} \geq 0$ en cada caso.

a) Un pistón, sin fricción, comprime lentamente un gas contenido en un cilindro adiabático.

b) Un pistón, sin fricción, comprime lentamente un gas isotérmico contenido en un cilindro diatérmico (permite la transferencia de calor).

c) Un pistón, que ajusta perfectamente en el cilindro, comprime lentamente un gas isotérmico contenido en un cilindro diatérmico.

d) Un trozo de hielo flota sobre agua que esta muy próxima al congelamiento y lentamente aumenta su masa hasta que toda el agua se ha congelado. (Considere la masa de control constituida por el hielo y el agua.)

e) Un kilogramo de mastique cae sobre una baldosa y se pega sin rebotar.

f) Un alambre pasa por la perforación de una cuenta y se cuelga holgadamente de dos ganchos colocados a igual altura; la cuenta se desliza hasta quedar en reposo en el punto más bajo del alambre. Considere la cuenta como la masa de control.

5.3 Dos recipientes A y B, cuyas temperaturas son T_A y T_B respectivamente, comunican térmicamente entre sí y están contenidos dentro de un sistema aislado. Compruebe que la entropía del sistema aislado aumenta para este proceso, sin importar que $T_A > T_B$ o que $T_B > T_A$.

5.4 Una masa de control, en el estado inicial 1, **realiza** un proceso que la lleva al estado final 2. Puesto que la **entropía** es una propiedad, se sabe que $(\Delta S)_{MC} = S_2 - S$, y es igual para cualquier proceso del que resulte ese cambio de estado. Describa el cambio de entropía de los ***alrededores*** (As), en función de $(\Delta S)_{MC}$ cuando el proceso es: *a*) una transferencia de calor desde la masa de control hacia los alrededores, *b*) una **transfrencia** de calor de los alrededores hacia la masa de control, c) un trabajo adiabático realizado con fricción sobre la masa de control y *d*) un trabajo **adiabático** realizado sin fricción por la masa de control.

5.5s At T = **200°C** y P = 500 **kPa,** encuentre la entropía específica de: *a*)**nitrógeno,** empleando las tablas de gases (Tabla D.4); *b*) vapor de agua, mediante las tablas de vapor de agua; c) vapor de agua usando el diagrama ***T-s*** **(Fig.** D. 1); *d*) vapor de agua mediante el diagrama ***P-h*** (Fig. D.2); e) vapor de agua empleando el diagrama de Mollier **(Fig.** D.3).

5.51 At T = **400°F** y P = 80 **psia,** encuentre la entropía específica de: *a*)**nitrógeno,** empleando las tablas de gases (Tabla E.4); *b*) vapor de agua, mediante las tablas de vapor de agua; c) vapor de agua usando el diagrama ***T-s*** (Fig. E.2); *d*) vapor de agua mediante el diagrama de Mollier (Fig. E.3)

5.6S El refrigerante 12 se expande isotérmicamente desde un estado inicial a P = **300 kPa** y T = **40°C,** hasta un estado final a P = 150 **kPa.** Empleando las tablas encuentre el cambio de la entropía específica del refrigerante 12, que tiene lugar en este proceso.

5.61 El refrigerante 12 se expande isottrmicamente desde un estado inicial a P = 45 **psia** y T = **100°F,** hasta un estado final a P = 20 **psia.** Empleando las tablas, encuentre el cambio de la entropía específica del refrigerante 12, que tiene lugar en este proceso.

5.7s Calcule el cambio de la entropía del aire entre los estados P = 1 atm, T = **50°C** y P = 10 atm, T = **1000°C,** mediante la ecuación. (5.55) y la **expresión** del calor específico variable de la tabla D.l. Compare su resultado con el que se obtiene empleando la tabla D.2.

5.71 Calcule el cambio de la entropía del aire entre los estados P = 1 atm, T = **120°F** y P = 10 atm, T = **1800°F,** mediante

la ecuación (5.55) y la expresión del calor especifico variable de la tabla E.l. Compare su resultado con el que se obtiene empleando la tabla E.2.

5.8S Un recipiente de masa despreciable y volumen fijo encierra 1 kg de nitrógeno a 1000 K. Un segundo recipiente similar contiene 3 kg de argón a $T_a < 1000$ K. Ambos recipientes están aislados de los alrededores. Dichos recipientes se juntan y se permite la transferencia de calor hasta **alcanzar** el equilibrio. Construya una gráfica de S_{gen}, la generación de entropía durante este proceso, contra T_a. (En este caso T_a se encuentra dentro del intervalo $100 \leq T_a$ 1000 K.) Suponga los calores específicos del argón y del nitrógeno constantes.

5.81 Un recipiente de masa despreciable y volumen fijo encierra 2.2 lbm de nitrógeno a **1800°R.** Un segundo recipiente similar contiene 6.6 lbm de argón a $T_a <$ **1800°R.** Ambos recipientes están aislados de los alrededores. Dichos recipientes se juntan y se permite la transferencia de calor hasta alcanzar el equilibrio. Construya una gráfica de S_{gen}, la generación de entropía durante este proceso, contra T_a. (En **este caso** T_a se encuentra dentro del intervalo $200 \leq T_a \leq$ **1800°R.)** Suponga los calores específicos del **argón** y del **nitrógeno** constantes.

5.9S Un proceso adiabático reversible tiene lugar en el vapor de agua, entre el estado inicial a P_1 = **15 kPa,** v_1 = 10.0 **m³/kg** y un estado final a P_2 = 100 **kPa. ¿Cuál** es el cambio de la temperatura en este proceso?

5.91 Un proceso adiabático reversible tiene lugar en el vapor de agua, entre el estado inicial a P_1 = 1 **psia,** v_1 = 320 **ft³/lbm** y un estado final a P_2 = 14.7 **psia. ¿Cuál** es el cambio de la temperatura en este proceso?

5.10 Un pistón comprime un gas ideal contenido en un cilindro, desde el estado P_1 y v_1 hasta la presión final P_2.

a) Deduzca una expresión para la relación entre el trabajo realizado cuando el proceso es isentrópico, w_s, y el trabajo realizado cuando el proceso es isotérmico, w_t, en función de T, v y k únicamente.

b) Esquematice estos dos procesos en los diagramas ***P-v* y *T-s*.** Marque todos los estados.

5. ll Un pistón comprime un gas ideal contenido en un cilindro, desde el estado P_1 y v_1 hasta la temperatura **final** T_2.

a) Deduzca una expresión para la **relación** entre el trabajo realizado cuando el proceso es isentrópico, w_s, y el trabajo realizado cuando el proceso es **isobárico** (a presión constante), w_p, en función de k únicamente.

b) Esquematice estos dos procesos en los diagramas ***P-v* y *T-s*.** Marque todos los estados.

5.12S Un recipiente de cobre, cerrado, tiene un volumen de 2 m^3 y contiene 4 kg de agua (liquido más vapor) a la presión de 200 **kPa.** Los alrededores están a **160°C.** Existe una transferencia de calor al recipiente hasta que toda el agua se evapora.

a) **¿Cuál** es la presión final en el recipiente?

b) **¿Cuál** es el cambio de entropía del agua en el recipiente durante el proceso de transferencia de calor?

c) **¿Cuál** es el cambio de entropía de los alrededores debido al proceso de transferencia de calor?

d) **¿Cuál** es la generación de entropía debida al proceso de transferencia de calor?

5.121 Un recipiente de cobre, cerrado, tiene un volumen de 70 ft^3 y contiene 9 Ibm de agua (líquido más vapor) a la presión de 30 **psia.** Los alrededores **están** a **320°F.** Existe una transferencia de calor al recipiente hasta que toda el agua se evapora.

a) **¿Cuál** es la **presión** final en el recipiente?

b) **¿Cuál** es el cambio de entropía del agua en el recipiente durante el proceso de transferencia de calor?

c) **¿Cuál** es el cambio de entropía de los alrededores debido al proceso de transferencia de calor?

d) **¿Cuál** es la generación de entropía debida al proceso de transferencia de calor?

5.13S Un vaso contiene inicialmente 50% de hielo y 50% de agua, en masa. El vaso intercambia calor con los alrededores que están a T_0, hasta que el agua en el vaso alcanza una temperatura muy próxima a T_0.

a) Si T_0 = **27°C** y la generación de entropía es S_{gen} = 3 **kJ/K, ¿cuál** es la masa total en el vaso (agua más hielo) durante el proceso?

b) **¿A** qué valor de T_0 sería S_{gen} = 0, para el proceso descrito? (Compruebe su resultado.)

La entalpía de **fusión** (calor latente ***de fusión)*** del hielo es igual a 335 **kJ/kg.**

5.131 Un vaso contiene inicialmente 50% de hielo y 50% de agua, en masa. El vaso intercambia calor con los alrededores que están a T_o, hasta que el agua en el vaso alcanza una temperatura muy próxima a T_o.

a) Si T_0 = **80°F** y la generación de entropía es S_{gen} = 1.5 **Btu/°R, ¿cuál** es la masa total en el vaso (agua más hielo) durante el proceso?

b) **¿A qué** valor de T_0 sería S_{gen} = 0, para el proceso descrito? (Compruebe su resultado.)

La entalpía de fusión (calor ***latente de fusión)*** del hielo es igual a 144 Btu/lbm.

5.14S En un proceso isotérmico reversible tienen lugar la evaporación y el calentamiento de una cantidad fija de refrigerante 12, desde un estado inicial con T_1 = **40°C,** h_1 = 300 **kJ/kg** hasta

un estado final a P_2 = 200 kPa. ¿Cuánto calor se transfiere durante este proceso?

5.141 En un proceso isotérmico reversible tiene lugar la evaporación y el calentamiento de una cantidad fija de refrigerante 12, desde un estado inicial con T_1 = 100°F, h_1 = 58 Btu/lbm hasta un estado final a P_2 = 30 psia. ¿Cuánto calor se transfiere durante este proceso?

5.15S Un tanque de 1 m^3 se llena hasta la mitad con refrigerante 12 líquido y la otra mitad con refrigerante 12 vapor. La presión inicial es de 700 kPa. Existe una transferencia de calor hasta que la mitad de la masa del líquido original se evapora. Una válvula automática permite que el vapor saturado escape, manteniendo el tanque a presión constante. Calcule la transferencia de calor requerida.

5.151 Un tanque de 30 ft^3 se llena hasta la mitad con refrigerante 12 líquido y la otra mitad con refrigerante 12 vapor. La presión inicial es de 100 psia. Existe una transferencia de calor hasta que la mitad de la masa del líquido original se evapora. Una válvula automática permite que el vapor saturado escape, manteniendo el tanque a presión constante. Calcule la transferencia de calor requerida.

5.16S Se calienta refrigerante 12 isotérmica y reversiblemente, desde un estado inicial a 200 kPa y 200°C hasta un estado final a 800 kPa, en un sistema cilindro-pistón. Evalúe el trabajo realizado por unidad de masa.

5.161 Se calienta refrigerante 12 isotérmica y reversiblemente, desde un estado inicial a 30 psia y 400°F hasta un estado final a 120 psia, en un sistema cilindro-pistón. Evalúe el trabajo realizado por unidad de masa.

5.17S Cinco kilogramos de refrigerante 12 saturado (líquido más vapor) se encuentran contenidos en un tanque de 0.491 m^3. Se abre una válvula en tanto que el refrigerante 12 se calienta, permitiendo que el vapor escape a presión constante, hasta que 1 kg de vapor saturado llena el tanque.

a) Dibuje un esquema de este proceso en un diagrama *T-s* y marque los estados.

b) ¿Cuál es la presión inicial en el tanque?

c) ¿Cuál es el cambio de entropía del volumen de control, $(\Delta S)_{vc}$, cuando dicho volumen corresponde al interior del tanque?

5.171 Diez libras masa de refrigerante 12 saturado (líquido mas vapor) se encuentran contenidos en un tanque de 10 ft^3. Se abre una válvula en tanto que el refrigerante 12 se calienta, permi-

tiendo que el vapor escape a presión constante, hasta que 2 lbm de vapor saturado llenan el tanque.

a) Dibuje un esquema de este proceso en un diagrama *T-s* y marque los estados.

b) ¿Cuál es la presión inicial en el tanque?

c) ¿Cuál es el cambio de entropía del volumen de control, $(\Delta S)_{vc}$, cuando dicho volumen corresponde al interior del tanque?

5.18S Tres kilogramos de agua saturada (líquido más vapor) se encuentran contenidos en un tanque cuyo volumen es de 6.2006 m^3. Se abre una válvula, en tanto que se transfiere calor al tanque, permitiendo que el vapor de agua escape a presión constante, hasta que 1 kg de vapor saturado llena el tanque.

a) Dibuje un esquema de este proceso en un diagrama *T-s* y marque los estados.

b) ¿Cuál es la calidad inicial del agua en el tanque?

c) ¿Cuál es el cambio de entropía del volumen de control, $(\Delta S)_{vc}$, cuando dicho volumen de control corresponde al interior del tanque?

5.18 Seis libras masa de agua saturada (líquido más vapor) se encuentran contenidas en un tanque cuyo volumen es de 12.92 ft^3. Se abre una válvula, en tanto que se transfiere calor al tanque, permitiendo que el vapor de agua escape a presión constante, hasta que 2 lbm de vapor saturado llenan el tanque.

a) Dibuje un esquema de este proceso en un diagrama *T-s* y marque los estados.

b) ¿Cuál es la calidad inicial del agua en el tanque?

c) ¿Cuál es el cambio de entropía del volumen de control, (AS),,, cuando dicho volumen de control corresponde al interior del tanque?

5.19s Inicialmente, una bolsa contiene 7 kg de refrigerante 12 (liquido más vapor) a 100 kPa y con un volumen de 1 m^3. La bolsa (que se expande a presión interna constante) se calienta hasta que todo el refrigerante 12 es vapor saturado. ¿Cuál es el cambio de la entropía del refrigerante 12?

5.191 Inicialmente, una bolsa contiene 15 lbm de refrigerante 12 (líquido más vapor) a 14.7 psia y con un volumen de 30 ft^3. La bolsa (que se expande a presión interna constante) se calienta hasta que todo el refrigerante 12 es vapor saturado. ¿Cuál es el cambio de la entropía del refrigerante 12?

5.20s Un recipiente aislado contiene neón en un estado inicial definido por P_1 y T_1. Se realiza trabajo sobre el sistema hasta que éste llega al estado final a P_2 y T_2. Uno de los estados extremos del proceso tiene P = 1 atm y T = 25°C, en tanto que el otro está a P = 2 atm y T = 139.7°C. ¿Cuál es el estado inicial? (Compruebe su resultado.)

5.20I Un recipiente aislado contiene neon en un estado inicial definido por P_1 y T_1. Se realiza un trabajo sobre el sistema hasta que éste llega al estado final a P_2 y T_2. Uno de los estados extremos del proceso tiene P = 1 atm y T = 70°F, en tanto que el otro está a P = 2 atm y T = 283°F. ¿Cuál es el estado inicial? (Compruebe su resultado.)

5.21S Considere dos procesos de expansión posibles para el vapor de agua (Véase la figura. P5.21). Inicialmente, el vapor de agua está a 0.60 MPa y 400°C, dentro de un lado de la cámara dividida, en tanto que el otro lado esta al vacío. Se retira la división y el vapor de agua llena por completo la **cámara.** Calcule la temperatura y la presión del estado final, así como la **entropía** generada cuando *a)* V_a = 0.1 V_v y *b)* V_a = 10V_v.

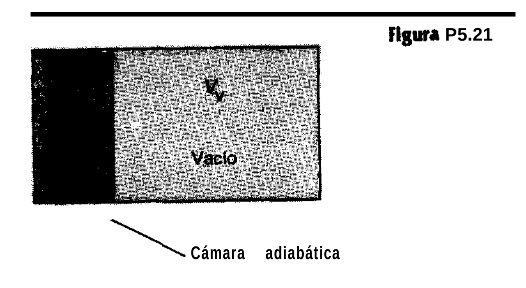


Figura P5.21

5.21I Considere dos procesos de expansión posibles para el vapor de agua (Véase la figura P5.21). Inicialmente, el vapor de agua está a 90 psia y 750°F dentro de un lado de la cámara dividida, en tanto que el otro lado está al vacío. Se retira la división y el vapor de agua llena por completo la cámara. Calcule la temperatura y la presión del estado final, así como la **entropía** generada cuando *a)* V_a = 0.1 V_v y *b)* V_a = 10V_v.

5.22S La figura P5.22S muestra los diagramas ***P-v y T-s*** para un **proceso** reversible de una masa de control contenida en un cilindro-pistón. Evalúe el cambio de la energía interna por unidad de masa para este proceso.

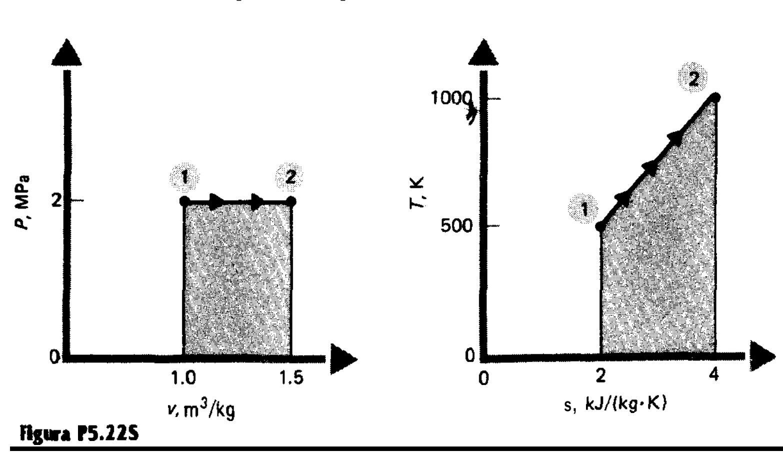
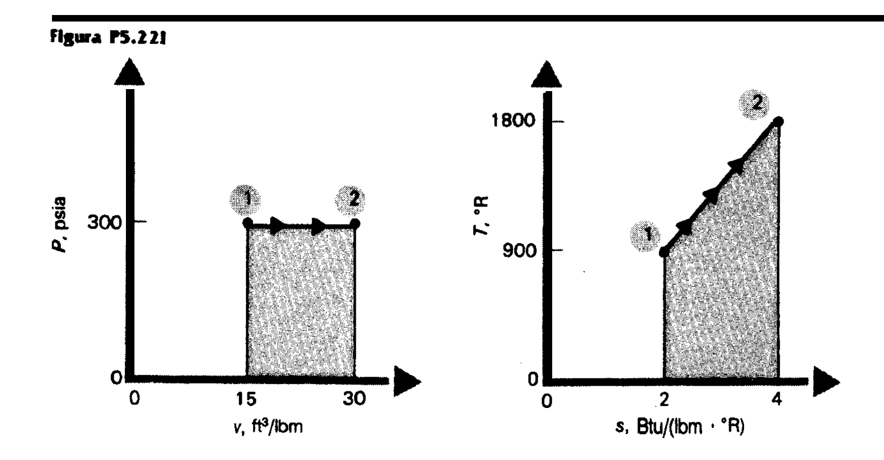


Figura P5.22S

5.22I La figura P5.22I muestra los diagramas ***P-v y T-s*** para un proceso reversible de una masa de control contenida en un cilindro-pistón. Evalúe el cambio de la energía interna por unidad de masa para este proceso.

Figura P5.221



5.233 Las condiciones de entrada a una turbina de vapor son P = 6000 kPa y T = 400°C. Las condiciones a la salida son P = 8 kPa y x = 0.904. ¿Cuál es la eficiencia de la turbina?

5.231 Las condiciones de entrada a una turbina de vapor son P = 900 psia y T = 750°F. Las condiciones a la salida son P = 1 psia y x = 0.904. ¿Cuál es la eficiencia de la turbina?

5.248 Una planta espacial de potencia solar emplea grandes espejos solares para concentrar la energía del sol en una caldera, la cual produce vapor de agua a P = 600 kPa y T = 400°C. El vapor entra a una turbina adiabática, reversible, con una rapidez de flujo de 4 kg/s. La presión a la salida de la turbina es de 8 kPa.

a) ¿Cuál es la calidad del vapor de agua que sale de la turbina?

b) ¿Cuál es la potencia entregada por la turbina?

5.241 Una planta espacial de potencia solar emplea grandes espejos solares para concentrar la energía del sol en una caldera, la cual produce vapor de agua a P = 80 psia y T = 800°F. El vapor entra a una turbina adiabática, reversible, con una rapidez de flujo de 9 lbm/s. La presión a la salida de la turbina es de 1 psia.

a) ¿Cuál es la calidad del vapor de agua que sale de la turbina?

b) ¿Cuál es la potencia entregada por la turbina?

5.25S El estado a la entrada de una turbina de vapor adiabática es de 2.0 MPa y 450°C; en tanto que la presión a la salida es de 0.030 MPa. La turbina funciona con una rapidez tal que el trabajo real entregado dividido entre el trabajo entregado mediante una operación reversible (entre el estado a la entrada y la presión a la salida establecida) es 0.85. Especifique el estado

a la salida (sea x_2 o T_2, según corresponda a la localización del estado) y evalúe el trabajo real entregado.

5.251 El estado a la entrada de una turbina de vapor adiabática es de 300 psia y 850°F; en tanto que la presión a la salida es de 4.0 psia. La turbina funciona con una rapidez tal que el trabajo real entregado dividido entre el trabajo entregado mediante una operación reversible (entre el estado a la entrada y la presión a la salida establecida) es 0.85. Especifique el estado a la salida (sea x_2 o T_2, según corresponda a la localización del estado) y evalúe el trabajo real entregado.

5.268 Se emplea un compresor con el fin de comprimir vapor de agua en un proceso de flujo estable, desde 150 kPa, 120°C hasta 1.5 MPa, 200°C. Se mide el trabajo requerido, que resulta igual a 485.4 kJ/kg. Los cambios en las energías cinética y potencial son despreciables. El ambiente está a 27°C.

a) Encuentre la magnitud y dirección de cualquier transferencia de calor.

b) Encuentre el cambio de la entropía del fluido que circula por el compresor.

c) Encuentre el cambio total de la entropía para el proceso global.

5.261 Se emplea un compresor con el fin de comprimir vapor de agua en un proceso de flujo estable, desde 25 psia, 250°F hasta 200 psia, 400°F. Se mide el trabajo requerido que resulta igual a 1.6×10^5 lbf • ft/lbm. Los cambios en las energías cinética y potencial son despreciables. El ambiente está a 80°F.

a) Encuentre la magnitud y dirección de cualquier transferencia de calor.

b) Encuentre el cambio de la entropía del fluido que circula por el compresor.

c) Encuentre el cambio total de la entropía para el proceso global.

5.278 El hidrógeno entra a una turbina a 1000 kPa, 400°C y escapa a 200 kPa. Desprecie los cambios de las energías cinética y potencial y considere a la turbina isentrópica; encuentre: *a)* la temperatura al escape y *b)* el trabajo entregado.

5.271 El hidrógeno entra a una turbina a 150 psia, 750°F y escapa a 30 psia. Desprecie los cambios de las energías cinética y potencial y considere a la turbina isentrópica; encuentre: *a)* la temperatura al escape y *b)* el trabajo entregado.

5.28S Aire a 1 atm y 27°C fluye por una tubería. Una obstrucción porosa y adiabática en la tubería hace que la presión del aire caiga a 0.1 atm. ¿Cuál es el cambio de la entropía específica del aire a través de la obstrucción?

5.281 Aire a 1 atm y 80°F fluye por una tubería. Una obstrucción porosa y adiabática en la tubería hace que la presión del aire caiga a 0.1 atm. ¿Cuál es el cambio de la entropía específica del aire a través de la obstrucción?

5.29s Un fabricante especifica una eficiencia del 83% para una pequeña bomba de alberca. La rapidez de flujo por la bomba es de 20 kg/min. La bomba debe aumentar la presión del agua que entra en 200 kPa. En los siguientes casos, ¿cuál es el tamaRo requerido del motor eléctrico que impulse dicha bomba?

a) Tanto el tubo de antrada a la bomba como el tubo de salida tienen un DI (diámetro interior) de 5 cm.
b) El DI del tubo de entrada es de 2.5 cm, en tanto que el DI del tubo de salida es de 5 cm.
c) El DI del tubo de entrada tiene 5 cm, en tanto que el DI del tubo de salida es de 2.5 cm.

5.291 Un fabricante especifica una eficiencia del 83% para una pequeña bomba de alberca. La rapidez de flujo por la bomba es de 50 lbm/min. La bomba debe aumentar la presión del agua que entra en 30 psia. En los siguientes casos, ¿cuál es el tamaño requerido del motor eléctrico que impulse dicha bomba?

a) Tanto el tubo de entrada a la bomba como el tubo de salida tienen un DI (diámetro interior) de 2 in.
b) El DI del tubo de entrada es de 1 in, en tanto que el DI del tubo de salida es de 2 in.
c) El DI del tubo de entrada tiene 2 in, en tanto que el DI del tubo de salida es de 1 in.

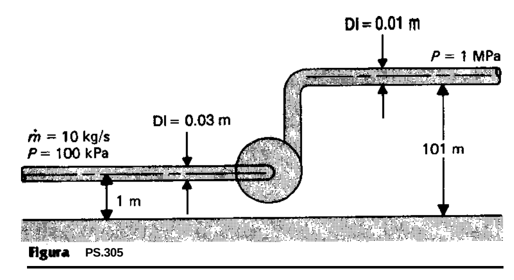


Figura PS.305

5.30s El agua fluye reversiblemente por la tubería del sistema que se nuestra en la figura P5.30S. ¿De qué tamaño debe seleccionarse el motor eléctrico (eficiencia = 90%) para que impulse a la bomba (eficiencia = 70%)?

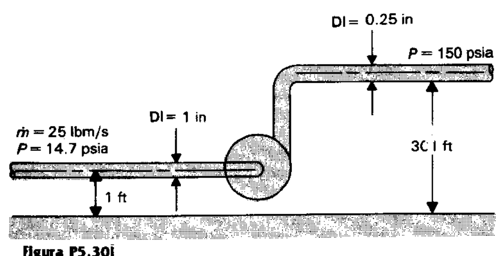


Figura P5.30I

5.301 El agua fluye reversiblemente por la tubería del sistema que se muestra en la figura P5.30I. ¿De qué tamaño debe seleccionarse el motor eléctrico (eficiencia = 90%) para que impulse a la bomba (eficiencia = 70%)?

5.31s Para comprimir 1 kg/s del aire ambiente (Pt = 1 atm, T_1 = 27°C) hasta una presión final de 5 atm, se requiere un compresor de aire adiabático cuya eficiencia es del 75%. ¿Cuál es la potencia requerida?

5.311 Para comprimir 2.2 lbm/s del aire ambiente (Pt = 1 atm, T_1 = 80°F) hasta una presión final de 5 atm, se requiere un compresor de aire adiabático cuya eficiencia es del 75%. ¿Cuál es la potencia requerida?

5.328 El vapor de agua fluye reversiblemente por una tobera adiabática en donde entra a 15 MPa y 500°C y sale a 400°C. Si la

velocidad a la entrada es de 100 **m/s,** calcule: *a)* el trabajo realizado, *b)* el calor transferido, c) el cambio de entropía para el vapor de agua, *d)* la presión a la salida y e) la velocidad a la salida. Indique cualquier hipótesis.

5.321 El vapor de agua fluye reversiblemente por una tobera **adiabática** en donde entra a 2200 **psia** y **900°F** y sale a **750°F.** Si la velocidad a la entrada es de 300 **ft/s,** calcule: *a)* el trabajo realizado, *b)* el calor transferido, c) el cambio de entropía para el vapor de agua, *d)* la presión a la salida y e) la velocidad a la salida. Indique cualquier hipótesis.

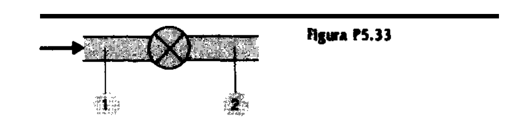


Figura P5.33

5.33 Un **fluido** incompresible circula por una **válvula** de estrangulamiento con $P_1 > P_2$. Véase la fiia P5.33. Desarrolle la relación explícita para la generación de entropía de este proceso en **función** de P_1, T_1, P_2, *v y c.*

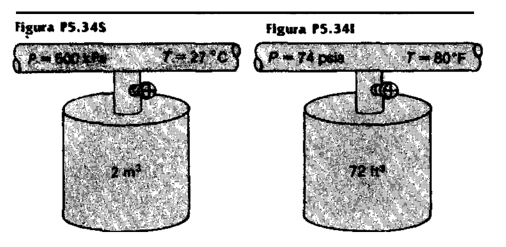


Figura P5.34S **Figura P5.34I**

5.348 Una planta química cuenta con una línea de alimentación de gran capacidad para el gas argón, a P = 500 **kPa** y T = **27°C. Véase** la figura **P5.34S.** Un tanque evacuado, con capacidad de 2 m^3, se llena adiabáticamente desde esa línea.

a) **¿Cuál** es la temperatura del argón en el tanque, cuando alcanza la presión de la linea de alimentación?

b) **¿Cuánta** entropía se genera durante el proceso?

5.341 Una planta química cuenta con una línea de alimentación de gran capacidad para el gas argón, a P = 74 **psia** y T = **80°F.** Véasela figura **P5.34I.** Un tanque evacuado, con capacidad de 72 ft^3, se llena **adiabáticamente** desde esa linea.

a) **¿Cuál** es la temperatura del argón en el tanque, cuando alcanza la presión de la linea de alimentación?

b) **¿Cuánta** entropía se **genera** durante el proceso?

5.35s La línea de alimentación descrita en el problema 5.348 se conecta a un tanque idéntico, pero que inicialmente contenía **argón** a 100 **kPa** y **27°C.**

a) **¿Cuál** es la temperatura del argón en el tanque, cuando alcanza la presión de la línea de alimentación?

b) **¿Cuánta** entropía se genera durante el proceso?

5.351 La línea de alimentación descrita en el problema 5.341 se conecta a un tanque idéntico, pero que inicialmente contenía **argón** a 14.7 **psia** y **80°F.**

a) **¿Cuál** es la temperatura del argón en el tanque, cuando alcanza la presión de la línea de alimentación?

b) **¿Cuánta** entropía se genera durante el proceso?

5.36S Un tanque evacuado tiene un volumen de 0.5 m^3. Dicho tanque se conecta a la línea de aire mediante una gran válvula. El aire de la línea se encuentra disponible a **70°C** y 5 **MPa.** Se abre la **válvula** y se permite que el aire fluya adiabáticamente

dentro del tanque. Cuando la presión en el tanque alcanza 700 kPa, se cierra la válvula. Se permite que el tanque repose hasta que se encuentra en equilibrio térmico a la temperatura del cuarto (T_{amb} = 20°C). ¿Cuál es la presión final dentro del tanque?

5.361 Un tanque evacuado tiene un volumen de 20 ft^3. Dicho tanque se conecta a la línea de aire mediante una gran válvula. El aire de la línea se encuentra disponible a 160°F y 750 psia. Se abre la válvula y se permite que el aire fluya adiabáticamente dentro del tanque. Cuando la presión en el tanque alcanza 100 psia, se cierra la válvula. Se permite que el tanque repose hasta que se encuentre en equilibrio térmico a la temperatura del cuarto (T_{amb} = 70°F). ¿Cuál es la presión final dentro del tanque?

5.373 Inicialmente un tanque contiene muy poca cantidad de agua (considere $m_1 = u_1 = s_1 = 0$). El tanque se conecta a una línea de vapor de agua que está a 0.8 MPa y 400°C. La válvula que une el tanque con la línea de vapor se mantiene abierta hasta que la presión en el tanque alcanza 0.8 MPa y entonces se cierra. Durante el proceso tiene lugar una transferencia de calor, desde el tanque hacia los alrededores, (los alrededores estan a 300 K) igual a 1000 kJ por cada kilogramo en el tanque al final del proceso $({}_1Q_2/m_2)$. Determine el estado final en el tanque (calcule P y T o P y x, según resulte apropiado) y la generación de entropía por unidad de masa (S_{gen}/m_2).

5.371 Inicialmente un tanque contiene muy poca cantidad de agua (considere $m_1 = u_1 = s_1 = 0$). El tanque se conecta a una línea de vapor de agua que está a 125 psia y 750°F. La válvula que une el tanque con la línea de vapor se mantiene abierta hasta que la presión en el tanque alcanza 125 psia y entonces se cierra. Durante el proceso tiene lugar una transferencia de calor, *desde* el tanque hacia los alrededores, (los alrededores están a 80°F) igual a 1000 Btu por cada libra masa en el tanque al final del proceso $({}_1Q_2/m_2)$. Determine el estado final en el tanque (calcule P y T o P y x, según resulte apropiado) y la generación de entropía por unidad de masa (S_{gen}/m).

5.383 La figura PS.38 muestra un tanque que inicialmente contiene 0.3 kg de un gas ideal, N_2, a 530 K y un pistón adiabático, sin volumen, sin peso y sin fricción. El tanque, con capacidad de 0.25 m^3, se conecta a una fuente infinita de gas ideal, aire, a 530 K y 0.7 MPa. El aire entra al tanque hasta que su temperatura es de 560 K; la masa final del aire es igual a 0.15 kg. Calcule la generación de entropía para el proceso, considerando que existe una transferencia de calor igual a 8.6 kJ, *desde* el N_2 hacia los alrededores a 25°C.

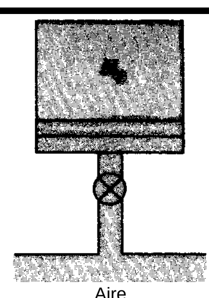


Figura P5.38

5.38I La figura P5.38 muestra un tanque que inicialmente contiene 0.7 lbm de un gas ideal, N,, a **950°R** y un pistón adiabático, sin volumen, sin peso y sin fricción. El tanque, con capacidad de 7 ft^3, se conecta a una fuente infinita de gas ideal, aire, a **950°R** y 100 **psia.** El aire entra al tanque hasta que su temperatura es de **1000°R**; la masa final del aire es igual a 0.35 lbm. Calcule la generación de entropfa para **el** proceso, considerando que existe una transferencia de calor igual a 8 Btu, ***desde*** el N_2 hacia los alrededores a **80°F.**

5.39s Una **cámara,** cuyo volumen es de 0.001 m^3, se conecta a una **línea** de vapor de agua como muestra la figura P5.39. El estado de la línea de vapor es constante a P_{en} = 0.600 **MPa** y x_{en} = 0.97. Se vierte una **pequeña** porción del fluido de la línea mediante una **válvula** dentro de la cámara y sale por una segunda válvula. La cámara está aislada y, por ende, el proceso es **adiabático.**

a) La rapidez del flujo másico que entra a la **cámara** es igual a la rapidez del flujo **másico** que sale de ésta, y la **presión** dentro de la cámara es igual a 0.050 **MPa.** Calcule la temperatura del fluido dentro de la cámara y la generación de entropía.

b) Cuando la válvula de la salida se cierra rápidamente y el proceso de llenado se termina al igualarse la presión de la cámara con la de la línea de vapor, la adición de masa a la cámara es de 0.002 kg. Calcule la temperatura del fluido dentro de la cámara y la generación de entropía.

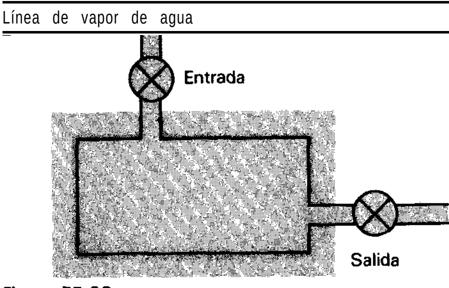


Figura P5.39

5.391 Una cámara, cuyo volumen es de 0.03 ft^3, se conecta a una línea de vapor de agua como muestra la figura P5.39. El estado de la línea de vapor es constante a P_{en} = 90 **psia** y x_{en} = 0.97. Se vierte una **pequeña** porción del fluido de la línea mediante una válvula dentro de la cámara y sale por una segunda válvula. La cámara está aislada y, por ende, el proceso es adiabático.

a) La rapidez del flujo **másico** que entra a la cámara es igual a la rapidez del flujo másico que sale de ésta, y la presiún dentro de la cámara es igual a 8 **psia.** Calcule la temperatura del fluido dentro de la cámara y la **generación** de entropía.

b) Cuando la válvula de la salida se cierra rápidamente y el proceso de llenado se termina **al** igualarse la presión de la cámara con la de la línea de vapor, la adición de masa a la cámara es de 0.005 lbm. Calcule la temperatura del fluido dentro de la cámara y la generación de entropía.

5.40s Una botella contiene nitrógeno a presión. Se deja en un laboratorio a **27°C,** donde sus condiciones iniciales son: presión igual a 500 **kPa** y masa del nitrógeno contenido en la botella de 1 kg. Se abre la **válvula** y el nitrógeno escapa hacia el laboratorio hasta que la presión en la botella llega a **100 kPa.**

a) Defina el sistema, o volumen de control, y escriba la primera y la segunda leyes para éste. Anote todas las suposiciones necesarias para simplificar las ecuaciones.

b) Encuentre la generación de entropía para el proceso.

5.401 Una botella contiene nitrógeno a presión. Se deja en un laboratorio a 80°F, donde sus condiciones iniciales son: presión igual de 70 psia y masa del nitrbgeno contenido en la botella de 2.2 lbm. Se abre la válvula y el nitrógeno escapa hacia el laboratorio hasta que la presión en la botella llega a 14.7 psia.

a) Defina el sistema, o volumen de control, y escriba la primera y la segunda leyes para éste. Anote todas las suposiciones necesarias para simplificar las ecuaciones.

b) Encuentre la generación de entropía para el proceso.

5.41s Un tanque, cuyo volumen es de 10 m^3, contiene un gas con c_p independiente de la temperatura e igual a 0.3 kJ/(kg . K) y con una constante R = 0.0857 kJ/(kg . K). Inicialmente, el tanque está a T = 327°C, P = 10 atm y s = 6 kJ/(kg . K). El tanque se descarga hasta que la presión final es de 1 atm. Considere el gas como ideal.

a) ¿Cuál es la temperatura final del gas en el tanque?

b) ¿Cuál es el cambio total de la entropía del gas en el tanque, AS,,?

5.411 Un tanque, cuyo volumen es de 300 ft^3, contiene un gas con c_p independiente de la temperatura e igual a 0.07 Btu/(lbm . "R) y con una constante R = 0.02048 Btu/(lbm · °R). Inicialmente, el tanque está a T = 620°F, P = 10 atm y s = 1.43 Btu/(lbm . °R). El tanque se descarga hasta que la presión final es de 1 atm. Considere el gas como ideal.

a) ¿Cuál es la temperatura final del gas en el tanque?

b) ¿Cuál es el cambio total de la entropía del gas en el tanque, ΔS_{vc}?

5.428 Un tanque de acero inoxidable tiene un volumen de 0.07 m^3. Inicialmente contiene nitrogeno puro a 300°C y 600 kPa. A un cierto tiempo, un avión volando bajo golpea la válvula de salida del tanque y el nitrogeno se descarga adiabáticamente, hasta que la presión en el tanque llega precisamente a 100 kPa.

a) ¿Cuál es la temperatura del nitrógeno que aún queda en el tanque, cuando la presión alcanza los 100 kPa?

b) ¿Cuánto nitrógeno escapó del tanque durante la descarga transitoria?

c) ¿Cuál es el cambio total de la entropía AS,,,, dentro del tanque durante el proceso de descarga?

d) ¿Cuánta entropía se genera durante el proceso?

5.421 Un tanque de acero inoxidable tiene un volumen de 2.5 ft^3. Inicialmente contiene nitrógeno puro a **600°F** y 90 **psia.** A un cierto tiempo, un avión volando bajo golpea la **válvula** de salida del tanque y el nitrógeno se descarga adiabaticamente, hasta que la presión en el tanque llega precisamente a 14.7 **psia.**

a) **¿Cuál** es la temperatura del nitrógeno que aún queda en el tanque, cuando la presión alcanza los 14.7 **psia?**

b) **¿Cuánto** nitrógeno escapó del tanque durante la descarga transitoria?

c) **¿Cuál** es el cambio total de la entropía AS,,, dentro del tanque durante el proceso de descarga?

d) **¿Cuánta** entropía se genera durante el proceso?

5.433 Un tanque aislado, para almacenamiento de aire, esta inicialmente a 1.5 **MPa** y **30°C.** La **válvula,** en el tanque de 0.4 m^3, se abre y el aire sale hasta que la presión en el tanque iguala 0.5 **MPa. ¿Cuál** es la temperatura del tanque en este estado? **¿Cuánta** masa queda en el tanque? (Evalúe esas cantidades tanto con calores específicos constantes como variables.)

5.431 Un tanque aislado, para almacenamiento de aire, está inicialmente a 250 **psia** y **85°F.** La válvula, en el tanque de 12 ft^3, se abre y el aire sale hasta que la presión en el tanque iguala 75 **psia. ¿Cuál** es la temperatura del tanque en este estado? **¿Cuánta** masa queda en el tanque? (Evalúe esas cantidades tanto con calores específicos constantes como variables.)

5.443 Entra agua a una bomba a la presión de 500 **kPa,** de donde sale a 5 **MPa** y **30°C.** El trabajo real realizado para que el agua circule por la bomba es igual a 6 kJ/kg. La eficiencia de la bomba es del 78%. **¿Cuál** es la temperatura del agua que entra a la bomba?

5.441 Entra agua a una bomba a la presión de 70 **psia,** de donde sale a 700 **psia** y **90°F.** El trabajo real realizado para que el agua circule por la bomba es igual a 20,000 lbf **·** **ft/lbm.** La eficiencia de la bomba es del 78%. **¿Cuál** es la temperatura del agua que entra a la bomba?

5.453 Se **están** realizando las pruebas en una turbina de vapor de **diseño** reciente. A la entrada, la **presión** es de 60 bares y la temperatura es igual a **430°C;** al escape, la presión es de 0.10 bar. La calidad a la salida de la turbina se mide **y** es igual a 0.90.

a) **¿Cuál** es la entalpía del vapor de agua que sale de la turbina?

b) **¿Cuál** es el valor del trabajo de la turbina?

c) **¿Cuál** es la eficiencia de la turbina?

5.451 Se están **realizando** las pruebas en una turbina de vapor de diseño reciente. A la entrada, la presión es de 60 atm y la temperatura es igual a **800°F;** al escape, la presión es de 0.1 atm. La calidad a la salida de la turbina se mide y es igual a 0.90.

a) **¿Cuál** es la entalpía del vapor de agua que sale de la turbina?

b) **¿Cuál** es el valor del trabajo de la turbina?

c) **¿Cuál** es la eficiencia de la turbina?

5.46 Una turbina de vapor tiene una eficiencia del **80%** y opera en las mismas condiciones de entrada y de presión a la salida que se describieron en el problema 5.45

a) **¿Cuál** es la calidad del vapor de agua que sale de la turbina?

b) **¿Cuál** es el trabajo de la turbina?

c) **¿Cuál** es la **generación** de entropía de esta turbina?

d) **¿Cuál** es el cambio porcentual en la calidad y en el trabajo de la turbina respecto a una turbina isentrópica que opere en las mismas condiciones?

5.473 Entra aire a un compresor adiabático a **20°C** y 0.1 **MPa.** La presión a la salida es 10 veces la presión de la entrada. Si la eficiencia del compresor, operando en estado estable, es del **95%,** calcule la temperatura de salida y el trabajo real por unidad de masa requerido, suponiendo *a*) calores específicos constantes y *b*) calores específicos variables.

5.471 Entra aire a un compresor adiabático a **70°F** y 14.7 **psia.** La presión a la salida es 10 veces la presión de la entrada. Si la eficiencia del compresor, operando en estado estable, es del **95%,** calcule la temperatura de salida y el trabajo real por unidad de masa requerido, suponiendo *a*) calores específicos constantes y *b*) calores específicos variables.

5.483 Se requiere un compresor adiabático para aire, cuya eficiencia es del **75%,** para comprimir 1 **kg/s** de aire ambiente (P_1 = 1 atm, T_1 = 27°C) hasta la presión final de 5 atm. **¿Cuál** es el valor de la potencia requerida?

5.481 Se requiere un compresor adiabático para aire, cuya eficiencia es del **75%,** para **comprimir** 1 **lbm/s** de aire ambiente (P_1 = 1 atm, T_1 = 80°F) hasta la presión final de 5 atm. **¿Cuál** es el valor de la potencia requerida?

5.493 Un compresor **adiabático** para aire tiene una eficiencia del 75%. El aire entra al compresor a **27°C,** 1 atm y sale a una presión de 3 atm. Cual es la temperatura del aire a la salida del compresor?

5.491 Un compresor adiabático para aire tiene una eficiencia del 75%. El aire entra al compresor a **80°F** 1 atm y sale a una **pre-**

sión de 3 atm. ¿Cuál es la temperatura del aire a la salida del compresor?

5.50s El nitrógeno, que fluye a razón de 40 m^3/min (condiciones a la entrada), se comprime adiabaticamente en un compresor de flujo axial, desde 1 hasta 5 MPa. A la entrada al compresor, la temperatura del nitrógeno es de 40°C y su velocidad es de 100 m/s, en tanto que a la salida es de 10 m/s. La eficiencia del compresor es del 75%. Calcúle la potencia al eje requerida para impulsar el compresor.

5.501 El nitrógeno, que fluye a razón de 1200 ft^3/min (condiciones a la entrada), se comprime adiabáticamente en un compresor de flujo axial, desde 150 hasta 750 psia. A la entrada al compresor, la temperatura del nitrógeno es de 100°F y su velocidad es de 300 ft/s, en tanto que a la salida es de 30 ft/s. La eficiencia del compresor es del 75%. Calcule la potencia al eje requerida para impulsar el compresor.

5.51s Las condiciones de entrada del vapor de agua a una turbina son: temperatura, 900°C, y presión, 3.0 MPa. La presión a la salida es de 7.5 kPa. La rapidez del flujo másico del vapor de agua es igual a 2 kg/s. Las velocidades a la entrada y a la salida son pequefias.

a) Si la turbina es isentrópica, ¿cuál es la potencia entregada?
b) Cuando la eficiencia de la turbina es del 85%, ¿cuál es la potencia entregada?
c) ¿Cuál es la entalpía a la salida del vapor de agua, para la turbina real?
d) Explique, en términos físicos, por qué la entalpía del vapor que sale de la turbina real difiere del valor correspondiente a la turbina isentrópica (en caso de que así sea).

5.511 Las condiciones de entrada del vapor de agua a una turbina son: temperatura, 1600°F, y presión, 400 psia. La presión a la salida es de 1 psia. La rapidez del flujo másico del vapor de agua es igual a 5 lbm/s. Las velocidades a la entrada y a la salida son pequeñas.

a) Si la turbina es isentrópica, ¿cuál es la potencia entregada?
b) Cuando la eficiencia de la turbina es del 85%, ¿cuál es la potencia entregada?
c) ¿Cuál es la entalpía a la salida del vapor de agua para la turbina real?
d) Explique, en términos físicos, por qué la entalpía del vapor que sale de la turbina real difiere del valor correspondiente a la turbina isentrópica (en caso de que así sea).

5.528 Una turbina de vapor entrega una potencia medida igual a 4.0 MW cuando el flujo másico es de 5 kg/s. Véase la figura P5.52S. El vapor de, agua a la salida está a 25°C y tiene una

calidad del 90% y una velocidad de 100 m/s. La presión del vapor de agua a la entrada de la turbina es de 2 MPa. ¿Cuáles son *a)* la temperatura real del vapor de agua a la entrada y *b)* la eficiencia de la turbina? Establezca cualquier hipótesis necesaria.

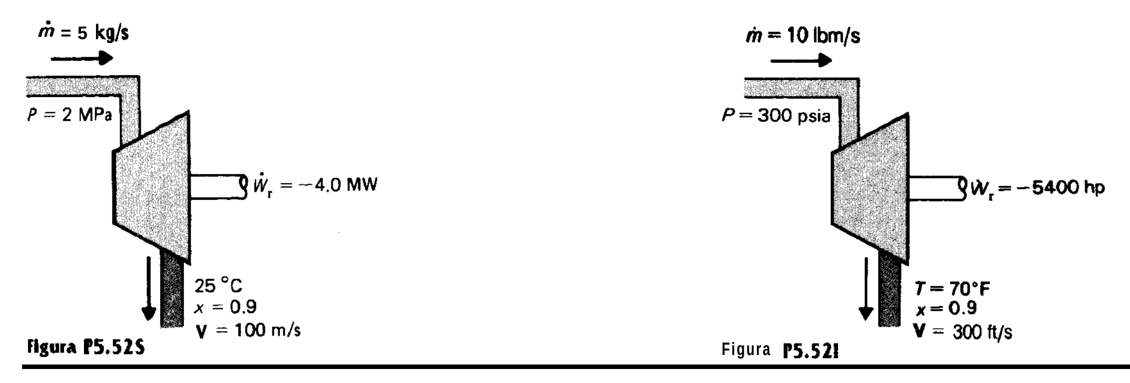


Figura P5.52S

Figura **P5.52I**

5.52I Una turbina de vapor entrega una potencia medida igual a 5400 hp cuando el flujo másico es de 10 lbm/s. Véase la figura P5.52I. El vapor de agua a la salida está a 70°F y tiene una calidad del 90% y una velocidad de 300 ft/s. La presión del vapor de agua a la entrada de la turbina es de 300 psia. ¿Cuáles son *a)* la temperatura real del vapor de agua a la entrada y *b)* la eficiencia de la turbina? Establezca cualquier hipótesis necesaria.

5.53s En la figura P5.53S se muestran las condiciones con que una turbina de aire impulsa a una bomba de agua. El aire realiza un proceso isentrópico (k = 1.4) al fluir por la turbina. La eficiencia de la bomba es del 70%. ¿Cuál es la temperatura de entrada T_{en} del aire?

Figura P5.53S

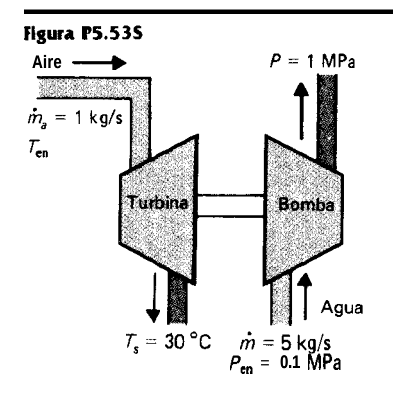
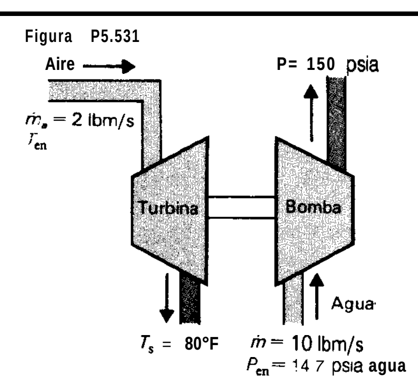


Figura P5.531



5.531 En la figura **P5.53I** se muestran las condiciones con que una turbina de aire impulsa a una bomba de agua. El aire realiza un proceso **isentrópico** (k = 1.4) al fluir por la turbina. La eficiencia de la bomba es del 70%. **¿Cuál** es la temperatura de entrada T_{en} del aire?

5.543 Una turbina de vapor, con eficiencia del **70%,** impulsa un compresor de aire, cuya eficiencia isentrópica es del **78%,** como muestra la figura **P5.54S. ¿Cuál** es la rapidez del flujo másico $\dot{m}$ del vapor de agua, en kilogramos por hora, con que debe alimentarse la turbina?

5.541 Una turbina de vapor, con eficiencia del **70%,** impulsa un compresor de aire, cuya eficiencia isentrópica es del **78%,** como muestra la figura **P5.54I. ¿Cuál** es la rapidez del flujo **másico** $\dot{m}$ del vapor de agua, en libras masa por hora, con que debe alimentarse la turbina?

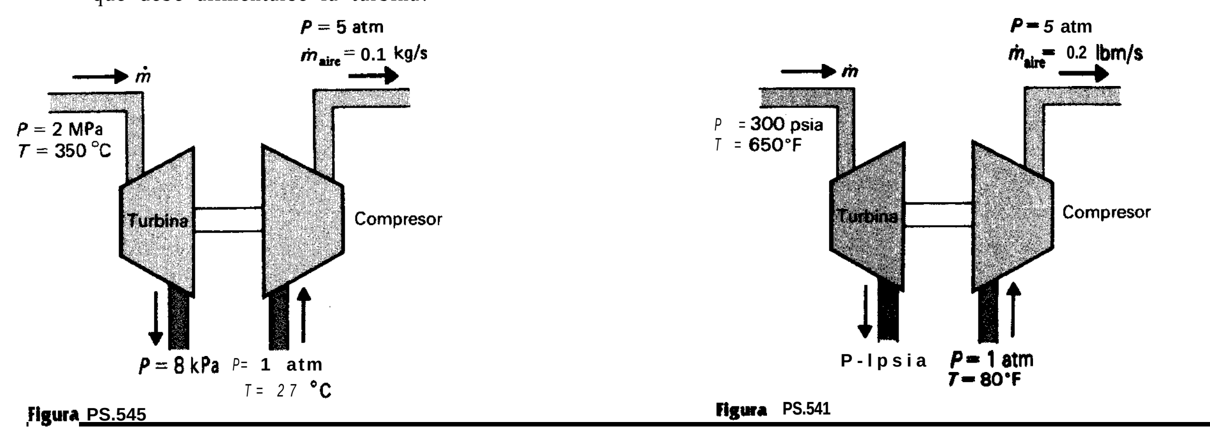
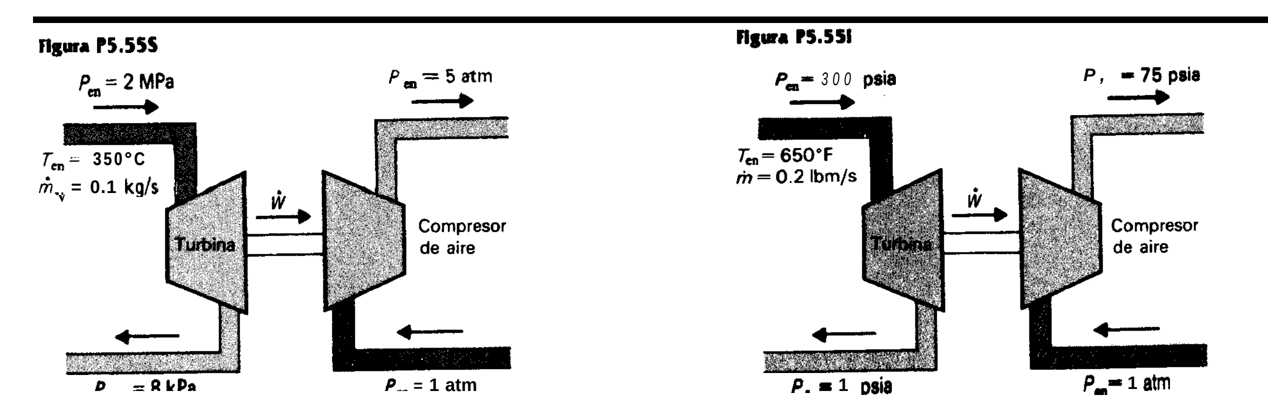


Figura PS.545 **Figura** PS.541

5.55S Una turbina de vapor (eficiencia del 72%) impulsa un compresor de aire (eficiencia del **80%)** como muestra la figura **P5.55S. ¿Cuál** es la rapidez del flujo másico $\dot{m}$ del aire, en kilogramos por hora, que puede ser comprimido?

Figura P5.55S **Figura P5.55I**



5.55I Una turbina de vapor (eficiencia del 72%) impulsa un compresor de aire (eficiencia del 80%) como muestra la figura **P5.55I.** **¿Cuál** es la rapidez del flujo másico $\dot{m}$ del aire, en libras masa por hora, que puede ser comprimido?

5.568 Un compresor de aire de dos etapas comprime 2 **kg/s** a las condiciones que se muestran en la figura **P5.56S.** La primera etapa se realiza mediante un compresor adiabático; la segunda etapa se opera isotérmicamente. La potencia real requerida para impulsar el compresor es de 650 kW.

a) **¿Cuál** es la T_s, si cada etapa del compresor es reversible?

b) **¿Cuál** es el requerimiento de potencia para impulsar el compresor, si cada etapa es reversible?

c) Cuando la T_s del compresor real es igual a **250°C, ¿cuál** es la potencia requerida para impulsar la segundo etapa?

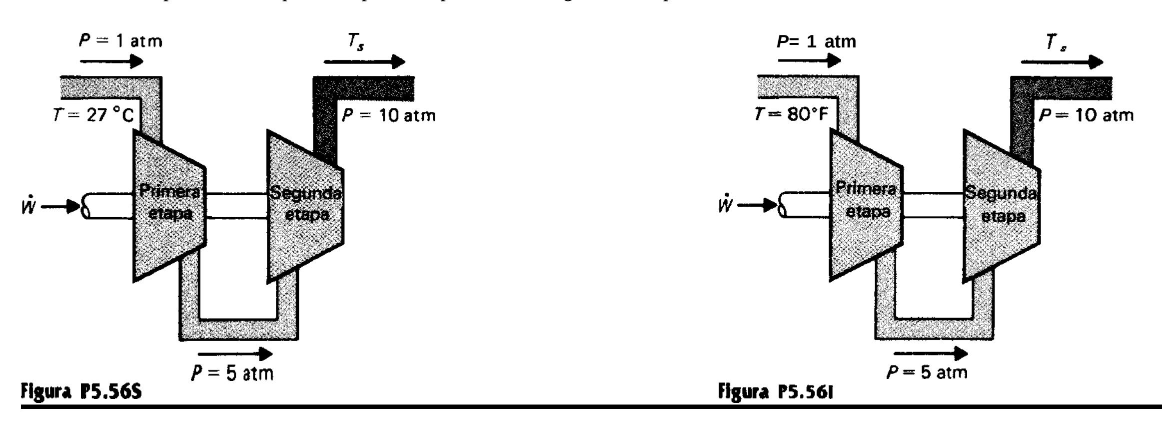


Figura P5.56S **Figura P5.56I**

5.561 Un compresor de aire de dos etapas comprime 1 **lbm/s** a las condiciones que se muestran en la figura **P5.56I.** La primera etapa se realiza mediante un compresor adiabático; la segunda etapa se opera isotérmicamente. La potencia real requerida para impulsar el compresor es de 250 hp.

a) **¿Cuál** es la T_s, si cada etapa del compresor es reversible?

b) **¿Cuál** es el requerimiento de potencia para impulsar el compresor, si cada etapa es reversible?

c) Cuando la T_s del compresor real es igual a **500°F, ¿cuál** es la potencia requerida para impulsar la ***segunda*** etapa?

5.57S Se emplean dos compresores adiabáticos conectados por una **válvula,** también **adiabática,** para comprimir aire. **Véase** la figura P5.57. El aire entra a ZJ, = 0.1 **MPa** y T_1 = *300* K y sale P_4 = 0.7 **MPa** y T_4 = 600 K. La eficiencia de los compresores es idéntica e igual a 0.70. Si P_2 = 0.3 **MPa,** evalúe el trabajo por unidad de masa para cada compresor y la **generación** de **entropía** para este proceso. Calcule T_3 y P_3. Dibuje el proceso en un diagrama *T-s.* Considere el aire como un gas ideal.

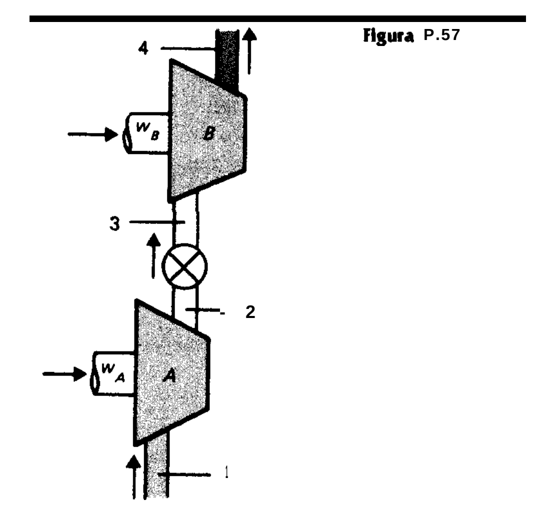


Figura P.57

5.571 Se emplean dos compresores adiabaticos conectados por una válvula, también adiabática, para comprimir aire. Véase la figura P5.57. El aire entra a P_1 = 14.7 psia y T_1 = 540°R y sale P_4 = 100 psia y T_4 = 1080°R. La eficiencia de los compresores es idéntica e igual a 0.70. Si P_2 = 50 psia, evalúe el trabajo por unidad de masa para cada compresor y la generación de entropía para este proceso. Calcule T_3 y P_3. Dibuje el proceso en un diagrama *T-s*. Considere el aire como un gas ideal.

5.583 Se emplean dos válvulas para controlar una turbina adiabática, en estado estable, (Véase la figura P5.58). El aire (considerado como gas ideal) entra a la primera válvula a P_1 = 1000 kPa y T_1 = 800 K. La presión al escape de la turbina es P_3 = 140 kPa. La salida de la segunda válvula está a P_4 = 100 kPa y T_4 = 500 K. La eficiencia de la turbina es η_t = 0.90. Calcule el trabajo de la turbina por unidad de masa, la generación de entropía para el proceso desde el estado 1 hasta el 4 y la generación de entropía solamente para la turbina. Dibuje el proceso en un diagrama *T-s.*

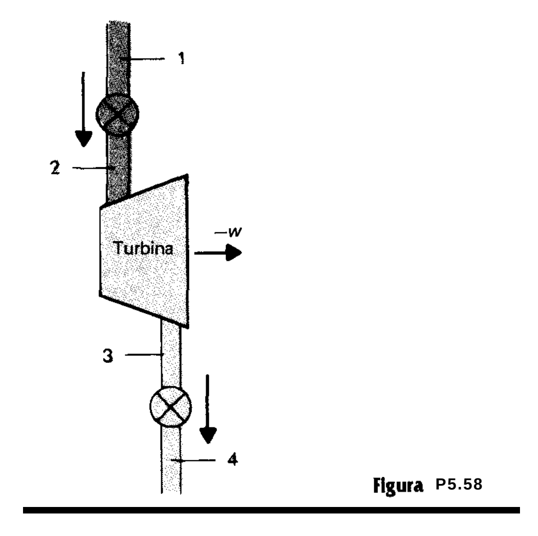


Figura P5.58

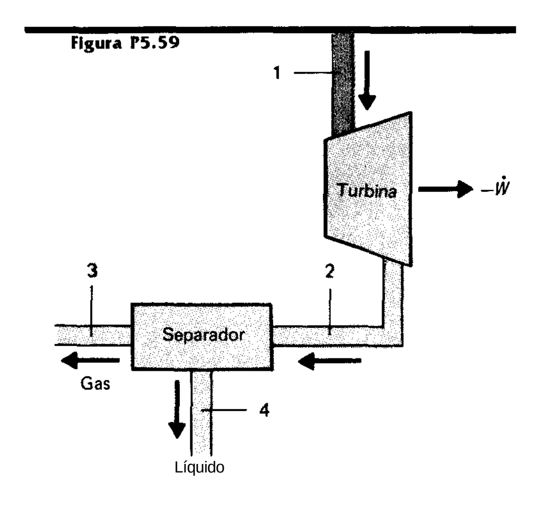
5.581 Se emplean dos válvulas para controlar una turbina adiabática, en estado estable, (Véase la figura P5.58). El aire (considerado como gas ideal) entra a la primera válvula a P_1 = 150 psia y T_1 = 1450°R. La presión al escape de la turbina es P_3 = 20 psia. La salida de la segunda válvula está a P_4 = 14.7 psia y T_4 = 900°R. La eficiencia de la turbina es η_t = 0.90. Calcule el trabajo de la turbina por unidad de masa, la generación de entropía para el proceso desde el estado 1 hasta el 4 y la generación de entropía solamente para la turbina. Dibuje el proceso en un diagrama *T-s.*'

5.598 El sistema que muestra la figura P5.59 se emplea para separar agua líquida del vapor de agua, en tanto que de éste se recupera algo de trabajo. El vapor entra a la turbina a 350°C y 4.0 MPa. La mezcla sale de la turbina y entra al separador donde se obtienen, en corrientes separadas, líquido y vapor saturados a 0.10 MPa. En este proceso adiabático, la rapidez del flujo másico en el estado 1 es de 0.5 kg/s.

a) Encuentre el porcentaje, respecto al flujo másico inicial, de conversión a agua líquida, cuando la turbina produce 300 kW.

b) Explique qué pasaría si la turbina no produjese ningún trabajo.

Figura P5.59



5.591 El sistema que muestra la figura P5.59 se emplea para separar agua líquida del vapor de agua, en tanto que de éste se recupera algo de trabajo. El vapor entra a la turbina a 650°F y 600 psia. La mezcla sale de la turbina y entra al separador donde se obtienen, en corrientes separadas, líquido y vapor saturados

a 14.7 psia. En este proceso adiabático, la rapidez del flujo másico en el estado 1 es de 1 lbm/s.

a) Encuentre el porcentaje, respecto al flujo másico inicial, de conversión a agua líquida, cuando la turbina produce 400 hp.
b) Explique qué pasaría si la turbina no produjese ningún trabajo.

5.60S Establezca si las afirmaciones siguientes, que hace un inventor, son válidas y explique el porqué de su respuesta.
a) Se emplea una llama a 1500 K como fuente de calor y el depósito a baja temperatura se encuentra a 300 K. El inventor indica que 69% del calor transferido de la llama al sistema, en un proceso cíclico, se transforma en trabajo.
b) Un edificio recibe una transferencia de calor de 50 000 kJ/h mediante una bomba de calor. La temperatura interior se mantiene a 21°C, en tanto que los alrededores se encuentran a -1°C. El inventor asegura que se requiere una entrega de trabajo igual a 7000 kJ/h.
c) Una máquina opera entre 1000 y 400 K, con una entrada de calor a la máquina de 550 kW. El inventor establece que la transferencia de calor al depósito a baja temperatura es de 250 kW, en tanto que se entrega un trabajo igual a 250 kW.

5.601 Establezca si las afirmaciones siguientes, que hace un inventor, son validas y explique el porqué de su respuesta.
a) Se emplea una llama a 2700°R como fuente de calor y el depósito a baja temperatura se encuentra a 540°R. El inventor indica que 69% del calor transferido de la llama al sistema, en un proceso cíclico, se transforma en trabajo.
b) Un edificio recibe una transferencia de calor de 48 000 Btu/h mediante una bomba de calor. La temperatura interior se mantiene a 76°F, en tanto que los alrededores se encuentran a 30°F. El inventor asegura que se requiere una entrega de trabajo igual a 2.4 hp.
c) Una máquina opera entre 1800 y 720°R, con una entrada de calor a la máquina de 1 800 000 Btu/h. El inventor establece que la transferencia de calor al depósito a baja temperatura es de 820 000 Btu/h, en tanto que se entrega un trabajo igual a 322 hp.

5.61 Un sistema cíclico tiene una sola entrada de trabajo $|W|$ y una sola transferencia de calor $Q_A|$ hacia un depósito a temperatura elevada T_A. ¿Es posible este sistema? ¿Por qué?

5.628 Las plantas solares de potencia térmica emplean la energía solar para aumentar la temperatura de algún fluido de trabajo hasta T_A. Este fluido se emplea para operar una máquina tér-

mica. Los colectores planos, de bajo costo, proporcionan a los **fluidos** de trabajo temperaturas dentro del intervalo 30 $\leq T_A \leq$ 100°C. (Los colectores concentradores producen temperaturas mucho más elevadas.) Grafique la eficiencia de una maquina térmica reversible operada por colectores planos, contra T_A, cuando se dispone de agua de enfriamiento a 27°C. La T_A se encuentra dentro del intervalo antes dado.

5.621 Las plantas solares de potencia térmica emplean la energía solar para aumentar la temperatura de algún fluido de trabajo hasta T_A. Este fluido se emplea para operar una máquina térmica. **Los** colectores planos, de bajo costo, proporcionan a los **fluidos** de trabajo temperaturas dentro del intervalo 85 $\leq T_A \leq$ 212°F. (Los colectores concentradores producen temperaturas mucho más elevadas.) Grafique la eficiencia de una máquina térmica reversible operada por colectores planos, contra T_A, cuando se dispone de agua de enfriamiento a 80°F. La T_A se encuentra dentro del intervalo antes dado.

5.63S Un inventor explica su sistema. Asegura que capta energía solar a 120°C y que cada metro cuadrado de la superficie colectora proporciona una potencia de 0.5 kW/m^2 a la maquina térmica que tiene acoplada. Se sabe que la energía solar en un **día claro,** cerca del mediodía, en el área donde esta demostración tiene lugar, rara vez excede 1 kW/m^2. Se debe decidir lo siguiente:

a) El sistema propuesto, ¿viola la primera ley?
b) ¿Viola la segunda ley?
c) Si se dispusiese de un depósito a una temperatura bastante baja, ¿podría operarse el sistema tal como se muestra?

5.631 Un inventor explica su sistema. Asegura que capta energía solar a 150°F y que cada pie cuadrado de la superficie colectora **proporciona** una potencia de 32 lbf . ft/(ft^2 . s) a la máquina térmica que tiene acoplada. Se sabe que la energía solar en un **día claro,** cerca del mediodía, en el área donde esta demostración tiene lugar, rara vez excede 300 Btu/(h · ft^2). Se debe decidir lo siguiente:

a) El sistema propuesto, jviola la primera ley?
b) ¿Viola la segunda ley?
c) Si se dispusiese de un depósito a una temperatura bastante baja, ¿podría operarse el sistema tal como se muestra?

5.648 **Una** maquina de Carnot recibe calor desde una caldera a T_A = **1000** K y rechaza calor, en cantidad igual a 20 kJ, a un sumidero a baja temperatura, T_B. ¿Cuál es el valor del producto $Q_A T_B$ para esta máquina?

5.641 Una maquina de Carnot recibe calor desde una caldera a T_A = 1800°R y rechaza calor, en cantidad igual a 20 Btu, a un sumi-

dero a baja temperatura, T_B. **¿Cuál** es el valor del producto $Q_A T_B$ para esta máquina?

5.65S Una planta nuclear de potencia emplea una máquina de **Car**not. La maquina recibe 1500 MW de potencia como calor transferido desde una fuente a **327°C** y rechaza un desecho térmico a un río cercano que está a **27°C.** La temperatura del río se eleva en **3°C** debido a este desecho.

a) **¿Cuál** es la rapidez de flujo másico del río?
b) **¿Cuál** es la eficiencia de la planta de potencia?
c) **¿Cuál** es la potencia entregada por la planta?

5.651 Una planta nuclear de potencia emplea una máquina de **Car**not. La maquina recibe **5x** 10^9 **Btu/h** de potencia como calor transferido desde una fuente a **620°F** y rechaza un desecho tbmico a un río cercano que está a **80°F.** La temperatura del río se eleva en **5°F** debido a este desecho.

a) **¿Cuál** es la rapidez de flujo másico del río?
b) **¿Cuál** es la eficiencia de la planta de potencia?
c) **¿Cuál** es la potencia entregada por la planta?

5.66S Una máquina de Carnot provee la potencia a una planta de estampados de los estudiantes de ingenieria. La maquina recibe calor desde una línea de vapor de agua que contiene vapor saturado a P = 250 **kPa** y rechaza calor al refrigerante 12 saturado a P = 10 **kPa.** Véase la figura **P5.66S.** Si la máquina recibe 10 kW desde la línea de vapor y requiere 5 **kJ** por cada estampado, **¿cuántos** estampados puede hacer por segundo?

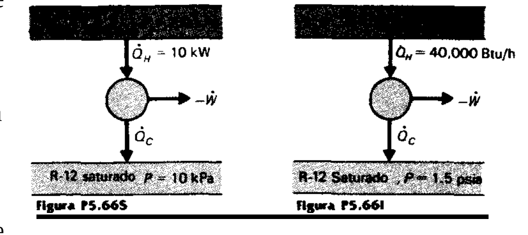


Figura P5.66S

Figura P5.661

5.661 Una máquina de Carnot provee la potencia a una planta de estampados de los estudiantes de ingenieria. La máquina recibe calor de una línea de vapor de agua que contiene vapor saturado a P ≈ 35 **psia** y rechaza calor al refrigerante 12 saturado a P = 1.5 **psia.** Véase la figura P5.661. Si la máquina recibe 40'000 **Btu/h** desde la línea de vapor y requiere 3500 lbf . ft por cada estampado, **¿cuántos** estampados puede hacer por segundo?

5.67S Una maquina térmica reversible entrega una potencia igual a 500 MW cuando recibe 1000 MW como calor de una fuente. La máquina rechaza calor a una temperatura constante e igual a **27°C** a la corriente de un río. La temperatura promedio del río se eleva en **2.0°C.**

a) **¿Cuál** es la rapidez del flujo másico del río?
b) **¿Cuál** es la temperatura de la fuente que provee de energía a la máquina térmica?
c) **¿Cuál** es la eficiencia de la máquina **térmica?**
d) Si la máquina térmica fuese irreversible, **¿sería** el cambio de la temperatura del río mayor o menor? Explique.

5.671 Una máquina térmica reversible entrega una potencia igual a 1500 x 10^6 Btu/h cuando recibe 3000 x 10^6 Btu/h como calor desde una fuente. La máquina rechaza calor a una temperatura constante e igual a 80°F a la corriente de un río. La temperatura promedio del río se eleva en 4°F.

a) ¿Cuál es la rapidez del flujo másico del río?
b) ¿Cuál es la temperatura de la fuente que provee de energía a la maquina tbmica?
c) ¿Cuál es la eficiencia de la máquina térmica?
d) Si la máquina térmica fuese irreversible, ¿sería el cambio de la temperatura del río mayor o menor? Explique.

5.688 Una máquina térmica reversible recibe energía de un colector solar a 80°C y rechaza calor a los alrededores a 25°C. Véase la figura P5.68S. El colector solar convierte el 50% de la energía solar incidente en energía térmica útil. Si 1 kW de energía solar incide por cada metro cuadrado del colector, ¿cuál será el área del colector requerida para que la máquina térmica proporcione 5 kW de potencia?

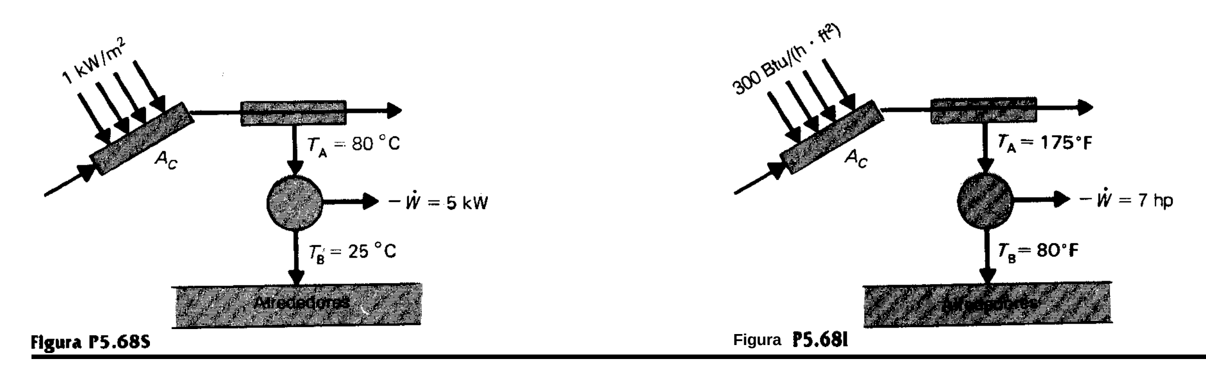


Figura P5.68S Figura **P5.681**

5.681 Una máquina térmica reversible recibe energía de un colector solar a 175°F y rechaza calor a los alrededores a 80°F. Véase la figura P5.681. El colector solar convierte el 50% de la energía solar incidente en energía térmica útil. Si 300 Btu/h de energía solar inciden por cada pie cuadrado del colector, ¿cuál será el área del colector requerida para que la máquina térmica proporcione 7 hp de potencia?

5.69S Un granjero compra una pequeña máquina térmica a Carnot Products Co., para impulsar una bomba de irrigación. La máquina toma calor de un estanque solar próximo, el cual se mantiene a T_A = 73°C. La bomba tiene una eficiencia del 70% y bombea 1 kg/s de agua a 27°C desde un pozo. El agua sufre un cambio de presión igual a 2 MPa al pasar por la bomba. El agua que sale de la bomba se emplea como sumidero de calor para la llamada máquina de Carnot.

a) Dibuje un esquema del sistema.

b) Calcule la rapidez de la transferencia de calor desde el estanque solar.
c) Establezca sus hipótesis.

5.691 Un granjero compra una pequeña máquina térmica a Carnot Products Co., para impulsar una bomba de irrigación. La máquina toma calor de un estanque solar próximo, el cual se mantiene a T_A = 160°F. La bomba tiene una eficiencia del 70% y bombea 2 lbm/s de agua a 75°F desde un pozo. El agua sufre un cambio de presión igual a 300 psia al pasar por la bomba. El agua que sale de la bomba se emplea como sumidero de calor para la llamada máquina de Carnot.
a) Dibuje un esquema del sistema.
b) Calcule la rapidez de la transferencia de calor desde el estanque solar.
c) Establezca sus hipótesis.

Referenclns

1. H. B. Callen, *Thermodynamics andan Introduction to Thermostatics,* 2d ed., Wiley, New York, 1985.
2. W. C. Reynolds and H. C. Perkins, *Engineering Thermodynamics,* McGraw-Hill, New York, 1977.
3. S. L. Soo, *Thermodynamics of Engineering Science,* Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1958.
4. J. Kestin, *A Course in Thermodynamics,* vol. 1, Blaisdell, New York, 1966.
5. J. H. Keenan, *Thermodynamics,* Wiley, New York, 1941.

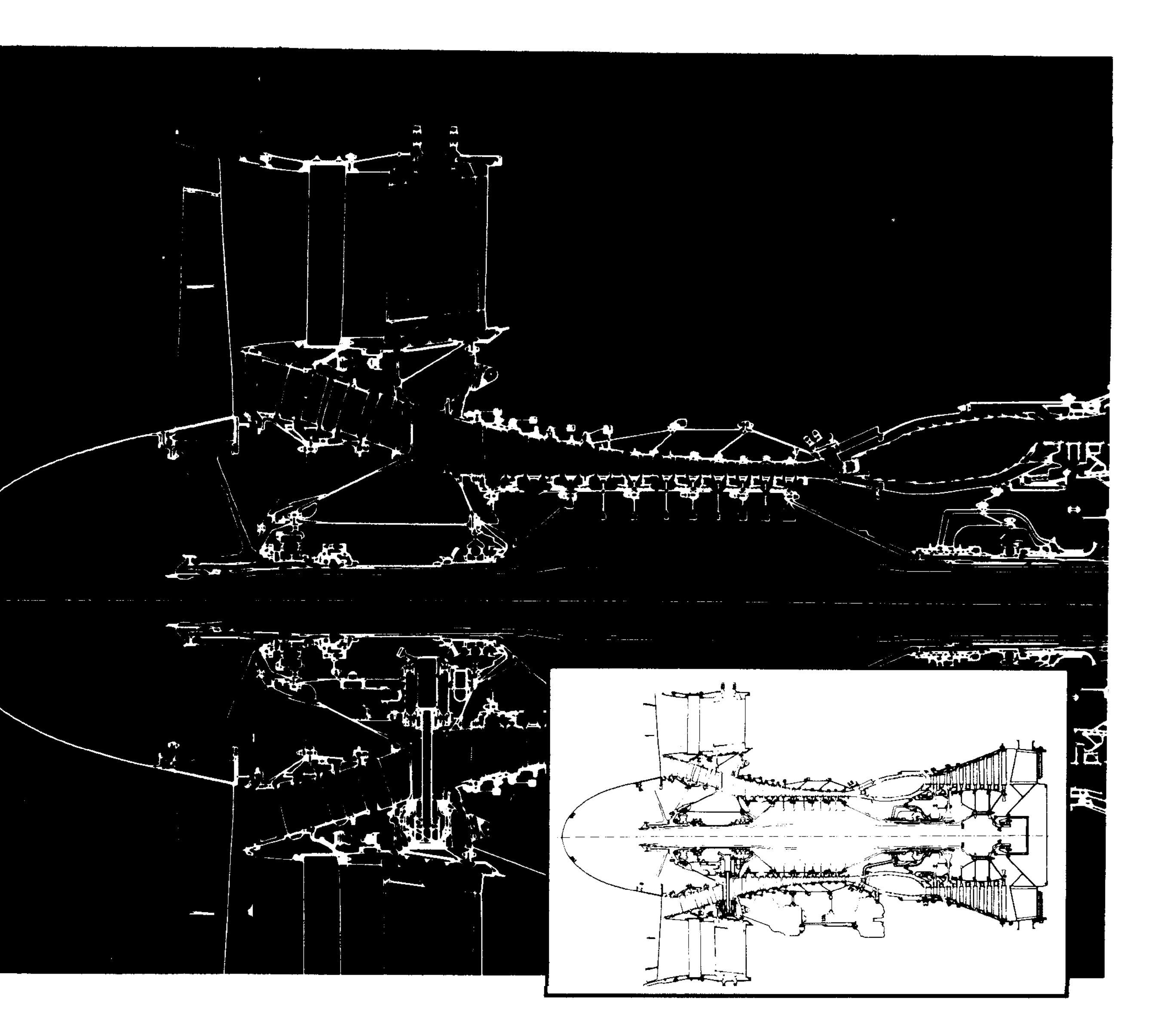


Ciclos termodinámicos y sistemas energéticos usuales

Cuando las aguas se secaron y la tierra apareció, . . .
El Señor creó al ingeniero

Rudyard Kipling

Sección transversal de la turbina de gas de un avión (turborreactor). La gran hélice de la entrada dirige el aire a través del montaje de compresor. quemador y turbina, donde se mezcla con los gases calientes que salen de la etapa de la turbina. Entonces, los gases mezclados son expelidos por la máquina.
(United Technologies' Pratt and Whitney.)
[Tecnologías Unidas de Pratt y Whitney]



En este capítulo se van a examinar, con cierto detalle, los ciclos empleados más comúnmente en termodinámica para convertir una transferencia de calor en trabajo; asimismo, se van a estudiar los equipos que permiten realizar dichos ciclos y las limitaciones que imponen los equipos reales a los ciclos termodinámicos ideales. También se van a analizar los ciclos para la producción de refrigeración y de aire acondicionado.

6.1 Ciclos de las máquinas térmicas

Los dispositivos que se emplean para convertir la transferencia de calor en trabajo reciben el nombre de ***máquinas térmicas.*** En el capítulo 5, se empleó el ciclo de Carnot para demostrar las limitaciones que impone la segunda ley a la eficiencia de todos los ciclos de las máquinas térmicas que operan entre las mismas temperaturas para la adición y el rechazo de calor. Si bien el ciclo de Carnot es útil para determinar el comportamiento ideal, no es un ciclo práctico que convenga al diseño de una máquina térmica. No es posible diseñar un equipo que permita la transferencia de calor a un fluido de trabajo a temperatura constante, en un proceso reversible, durante un tiempo finito; para lograr esto sería necesaria una diferencia de temperatura infinitesimalmente pequeña entre el sistema y los alrededores, pero con el efecto desafortunado de que la transferencia de energía requeriría un tiempo extremadamente grande. Cuando se desea operar la máquina de Carnot con un nivel de potencia razonable, es necesario llevar a cabo muchos ciclos por unidad de tiempo y, si esto se hace, la operación de la máquina queda muy lejos del caso ideal reversible. La misma dificultad se presenta en el proceso de rechazo de calor, que para el verdadero ciclo de Carnot también debe ser isotérmico y reversible.

Debido a las dificultades mencionadas, se han desarrollado otros ciclos que tienen eficiencias ***teóricas*** iguales o menores que las del ciclo de Carnot. La transferencia de calor en estos ciclos generalmente no es isotérmica pero, cuando se realiza en máquinas prácticas, sus eficiencias termodinámicas ***reales*** resultan mayores que las que se obtienen en las máquinas con transferencias de calor casi isotérmicas.

Existen otras razones para desarrollar máquinas térmicas que no operen con el ciclo de Carnot . Estas incluyen las características de las fuentes de energía disponibles para impulsar la máquina térmica, las características del fluido de trabajo seleccionado para el ciclo, las limitaciones materiales de los equipos, los requerimientos para entrega de trabajo estable o variable y otras consideraciones practicas. Por estos motivos y dada la dificultad de construir una máquina térmica eficiente que realmente opere casi con un ciclo de Carnot, se han propuesto varios ciclos diferentes para las máquinas térmicas y se han construido los aparatos que operen bajo esos ciclos.

Al analizar los ciclos, es necesario conocer los estados al principio y al final de cada proceso que constituye el ciclo, así como la trayectoria del proceso que conecta esos estados. Como se ha visto, la definición de los estados requiere que se conozcan dos propiedades independientes cuando el fluido de trabajo es una sustan-

cia pura; entonces, todas las otras propiedades pueden ser determinadas para ese estado. Por lo tanto, si en un punto del ciclo el estado corresponde al de un fluido **insaturado,** dos propiedades ***cualesquiera*** definen el estado del sistema. Asimismo, si el fluido está saturado, de nuevo se requieren dos propiedades; pero a lo sumo una de ellas puede ser una propiedad intensiva del conjunto ***P y T,*** ya que estas propiedades intensivas no son independientes cuando se trata de sistemas saturados. En otras palabras, para un sistema saturado, deben especificarse ya sea una propiedad extensiva o intensiva específica y una propiedad intensiva del conjunto ***P*** y ***T,*** o bien dos propiedades extensivas (o intensivas específicas), para definir el estado. De esta forma, el **análisis** del ciclo depende de la aplicación del conocimiento de algunos estados terminales junto con la primera y la segunda leyes referidas a los procesos que conectan esos estados terminales; seguidamente se calculan los estados del sistema para todo el ciclo. Es factible conocer el trabajo realizado y el calor transferido durante el ciclo y, de esos valores, determinar la eficiencia del ciclo. Este método se muestra para varios ciclos.

Los ciclos de las máquinas térmicas se clasifican de diferentes maneras. En este momento se van a estudiar dos categorías: 1) ciclos donde la fuente de energía es exterior al fluido de trabajo (con frecuencia la combustión de un combustible, pero también incluye fuentes como la solar, nuclear y geotérmica) y la transferencia de calor tiene lugar a través de las fronteras del sistema ***(máquina con fuente de calor*** externa) y 2) máquinas en las que el combustible se quema dentro de las fronteras del sistema y la energía así liberada se emplea para incrementar la temperatura del fluido de trabajo ***(máquina confuente interna*** o de ***combustión interna).*** Esta clasificación **no** es perfecta, puesto que algunos ciclos, como el ciclo de Brayton, se operan tanto como máquinas con fuente de calor interna como con fuente de calor externa.

6.1.1 Metodología del análisis del ciclo

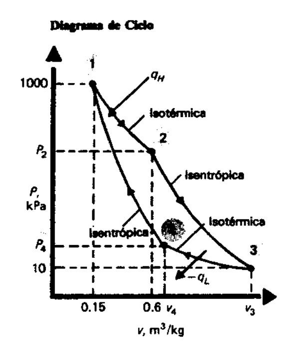
Para analizar cada ciclo mediante su eficiencia, se necesita un mínimo de información para fijar cada estado en el ciclo. Después de esto, es factible determinar la eficiencia y alguna otra información sobre el comportamiento del ciclo. Para asentar cuidadosamente la información dada, es conveniente tabular las propiedades para puntos apropiadamente elegidos correspondientes a estados del ciclo; esto permite establecer **cuáles** puntos tienen las dos propiedades mínimas requeridas y **cuáles** requieren un **análisis** posterior para determinar su estado. Por lo general, las propiedades desconocidas en un ciclo se encuentran mediante las relaciones de la primera y la segunda leyes, que describen los procesos que conectan el estado desconocido con un punto cercano con propiedades de estado conocidas. En el **análisis** de ciclos siempre se va a suponer la operación en estado estable.

Ejemplo 6.1

Un sistema opera cíclicamente impulsado por aire como fluido de trabajo. Los procesos **que** constituyen el ciclo son reversibles y se indican ***en*** la figura adjunta. Encuentre la eficiencia del ciclo.

Solución

Primero, se construye una tabla que contenga las propiedades conocidas para los estados 1 a 4:



Estado	P, kPa	T, K	v, m³/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
1	1000	—	0.15	—	—
2	—	—	0.6	—	—
3	10	—	—	—	—
4	—	—	—	—	—

Éstos son los únicos datos conocidos. Sólo el estado 1 está completamente definido y todas las propiedades del renglón 1 quedan fijas (puesto que se conocen dos propiedades). Dado que el fluido de trabajo es aire a condiciones moderadas, puede emplearse la ley de los gases ideales para encontrar T_1 de inmediato. **Así**

$$T_1 = \frac{(Pv)_1}{R} = \frac{150 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3/\text{kg}}{R} = 523 \text{ K}$$

Como el proceso entre los estados 1 y 2 es isotérmico, $T_2 = T_1$. Esto se escribe en la tabla y ahora se conocen dos propiedades del estado 2, T_2 y v_2, por lo que ya es factible encontrar todas las propiedades del estado 2. Por ejemplo, mediante la relación de los gases ideales

$$P_2 = \frac{RT_2}{v_2} = 250 \text{ kPa}$$

El proceso que conecta los puntos 2 y 3 es adiabático reversible. Por consiguiente, el proceso 2-3 es isentrópico y $s_3 = s_2$. Para un gas ideal,

$$s_3 - s_2 = c_P \ln \frac{T_3}{T_2} - R \ln \frac{P_3}{P_2} = 0$$

o bien (véase la tabla 5.4)

$$T_3 = T_2 \left(\frac{P_3}{P_2}\right)_s^{(k-1)/k} = (523)\left(\frac{10}{250}\right)^{(1.4-1)/1.4} = 208 \text{ K}$$

Ahora se conocen T_3 y P_3, así que es posible encontrar todas las propiedades del estado 3.

Puesto que el ciclo que se acaba de estudiar es exactamente un ciclo de Carnot, la eficiencia **del** ciclo se encuentra por

$$\eta_C = 1 - \frac{T_3}{T_2} = 1 - \frac{208}{523} = 0.602$$

Se deja al lector la determinación de P, v y T para el punto 4.

Comentarios

En este caso, la tabla de propiedades y el conocimiento de los procesos que conectan los estados de un ciclo permite encontrar la información sobre su compor-

tamiento. El mismo método se emplea para determinar el comportamiento de otros ciclos.

6.1.2 Ciclos de aire estãndar

Resulta útil estudiar la eficiencia de algunos ciclos haciendo ciertas hipótesis simplificadoras sobre el comportamiento de los procesos que constituyen el ciclo. Este método permite separar el funcionamiento general del ciclo de las propiedades de un fluido de trabajo en particular y de las irreversibilidades causadas por un conjunto de aparatos en particular. Ademas, los procesos de transferencia de calor idealizados pueden sustituir a los procesos de combustión que tienen lugar en las máquinas de combustion interna y, en esta forma, es factible tratar dichas máquinas como si fueran maquinas térmicas. Entonces, el comportamiento general de los ciclos individuales y la comparación entre ciclos se realiza con una base común. Estos ciclos idealizados, llamados ***ciclos de aire estándar ideal*** (o también ciclos de aire normal), se analizan con frecuencia como se hizo en el ejemplo 6.1, suponiendo que el fluido de trabajo se comporta como un gas ideal, con calores específicos independientes de la temperatura. Ademas, los aparatos mecánicos y los procesos de transferencia de calor empleados en el ciclo se consideran reversibles. Estas restricciones pueden ser menos severas cuando se desea modelar con más cuidado algún sistema.

Debido a las suposiciones anteriores, las eficiencias de los ciclos con base en este análisis son mayores que las que se obtienen en la practica. Las causas principales de desviación para las eficiencias de aire estándar se indicaran para cada ciclo.

Nótese que no resulta difícil el análisis de los ciclos de aire estándar cuando se considera la dependencia de las propiedades del fluido de trabajo de la temperatura, lo que debe hacerse siempre al analizar un ciclo real. Es posible emplear las tablas de gases (Apéndice D). Hacer la hipótesis de calores específicos constantes, en el análisis de los ciclos de aire estándar, simplifica la comparación entre ciclos diferentes.

6.2 Ciclos con transferencia externa de calor

El arco de una rueda se desliza
como en una ráfaga de latidos, venid
a la colina.. .
Las cosas idas cobran nueva belleza.
Contemplemos largamente una máquina. Dulce espectáculo
para los ojos.
McKnight Black

6.2.1 Ciclo de Carnot

En el ejemplo 6.1 y en el capítulo 5 se ha analizado el ciclo de Carnot para un caso particular. Sin embargo, deben presentarse algunas observaciones con el objeto de profundizar la comprensión del análisis de los otros ciclos.

La figura 6.1 muestra el diagrama P - v para un ciclo de Carnot. Conviene examinar las pendientes de las líneas en este diagrama. Se va a suponer un ciclo de aire **estándar.** Para los procesos **isotérmicos,** un gas ideal obedece la relación

$$P=\frac{RT}{v}=\frac{C_1}{v} \tag{6.1}$$

Tomando la derivada,

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_T=\frac{-C_1}{v^2} \tag{6.2}$$

Sin embargo, la constante $C_1 = RT$ es diferente para cada isoterma, pero siempre es positiva. De esta forma, la pendiente de la curva P - v siempre será negativa y será mayor para la isoterma de temperatura más elevada, a cualquier volumen específico dado. En los procesos isentrópicos, $Pv^k = C_2$, por lo que las pendientes de esas curvas resultan

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_s=\frac{-kC_2}{v^{1+k}} \tag{6.3}$$

que de nuevo siempre son negativas y con una pendiente que disminuye más rápido con v (ya que $k < 1$ para todos los gases ideales) que en el caso de las isotermas. En el punto 2, la pendiente de la curva isentrópica es mayor que la pendiente de la isoterma en una relación igual a

$$\frac{(\partial P/\partial v)_s}{(\partial P/\partial v)_T}=\frac{kC_2/v^{1+k}}{C_1/v^2} \tag{6.4}$$

Figura 6.1 Diagrama presión—volumen para un ciclo de Carnot.

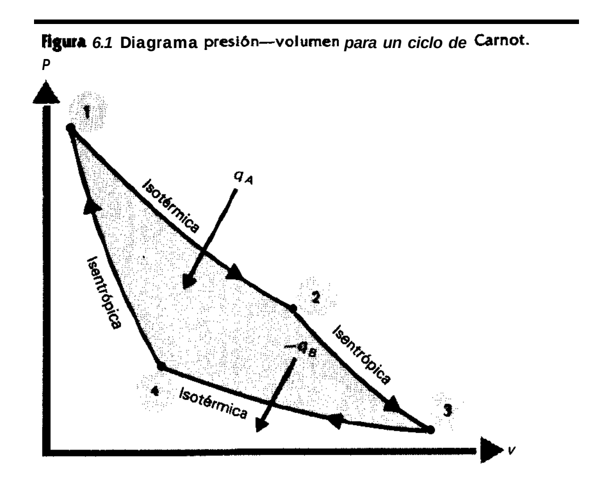
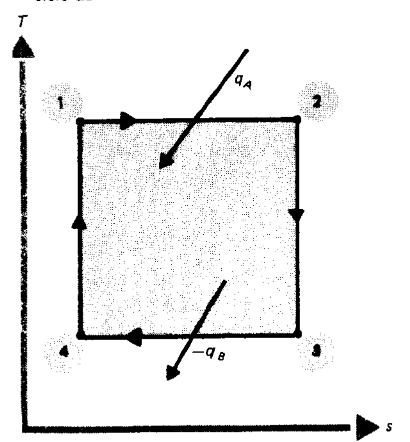




Figura 6.2 Diagrama temperatura-entropía para un ciclo de Carnot.



Evaluando dicha relación a P_2 y v_2 y observando que $C_1 = RT_2 = P_2v_2$ y $C_2 = (Pv^x)_2$, se encuentra

$$\frac{(\partial P/\partial v)_s}{(\partial P/\partial v)_T} = k \tag{6.5}$$

ahora bien, la pendiente de la línea isentrópica en el punto 2 es mayor que la pendiente de la línea isoterma en ese punto por una factor k. Un **análisis** similar en los otros puntos conduce a la forma del diagrama del ciclo de Carnot que se muestra en la figura 6.1.

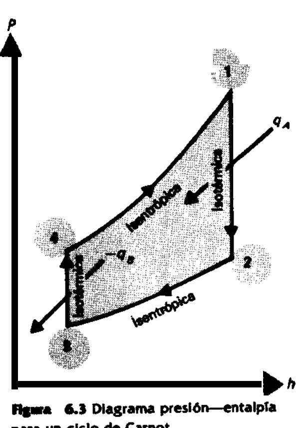


Figura 6.3 Diagrama presión—entalpía para un ciclo de Carnot.

Con frecuencia resulta conveniente **graficar** los ciclos en coordenadas diferentes a P y v. Por ejemplo, el diagrama T-s para el ciclo de Carnot corresponde a un rectángulo (Fig. **6.2**), lo cual permite determinar muy fácilmente la eficiencia del ciclo, ya que la relación q_B/q_A se obtiene de las ecuaciones $q_A = T_1(s_2 - s_1)$ y $q_B = T_4(s_3 - s_4)$. Con esto se obtiene la eficiencia del ciclo directamente [ecuación **(5.164)**] como

$$\eta_C = 1 - \frac{|q_B|}{|q_A|} = 1 - \frac{T_B}{T_A} \tag{6.6}$$

Otra **gráfica** útil corresponde al diagrama P-h, que con ayuda del **dibujo de los** procesos permite conocer las condiciones a la entrada y salida en equipos como compresores, turbinas y **válvulas** de estrangulamiento. La figura 6.3 presenta el diagrama $P - h$ para el ciclo de Carnot . Las isotermas son verticales puesto que la entalpía de un gas ideal es únicamente función de la temperatura. En general, la forma **isen**trópica se infiere de la definición

$$h = u + Pv \tag{6.7}$$

Tomando la derivada total de $h(s, P)$ se obtiene

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_P ds + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_s dP \tag{6.8}$$

La ecuación (5.44) muestra que

$$dh = T\,ds + v\,dP \tag{6.9}$$

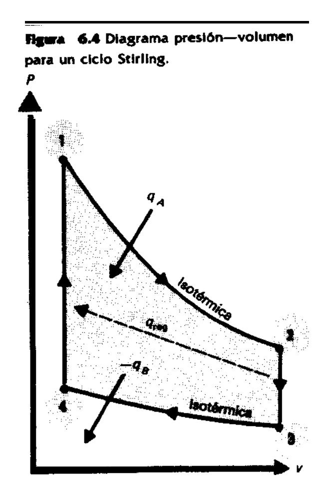


Figura 6.4 Diagrama presión—volumen para un ciclo Stirling.

La comparación entre las ecuaciones (6.8) y **(6.9)**, para un proceso isentrópico, muestra que

$$\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_s = v \quad \text{o} \quad \left(\frac{\partial P}{\partial h}\right)_s = \frac{1}{v} \tag{6.10}$$

Por lo tanto, la pendiente de las isentrópicas siempre es positiva y mayor a presiones más altas. Cuando el sistema sigue una compresión isentrópica, línea de 4 a 1 en el diagrama P-h, v disminuye y aumenta la pendiente $(\partial P/\partial h_s.)$

El diagrama $h - s$, o diagrama de Mollier, también es conveniente para describir los ciclos, en particular cuando se emplea como fluido de trabajo un vapor que sufre cambios de fase. El cambio de entalpía para un compresor, una turbina o una bomba ideales, se presenta como una línea vertical, en tanto que la adición de **ener-**

gía en sistemas de calentamiento o de enfriamiento se encuentra cómodamente como el cambio en una distancia vertical. En la sección 6.3 se explicará el diagrama $h - s$ al tratar la máquina de Rankine. Para los ciclos de aire estándar, el diagrama $h - s$ es similar al diagrama $T - s$ debido a que se ha supuesto un gas ideal (frecuentemente con los calores específicos independientes de la temperatura) como fluido de trabajo, lo cual hace que h sea directamente proporcional a T e independiente de P.

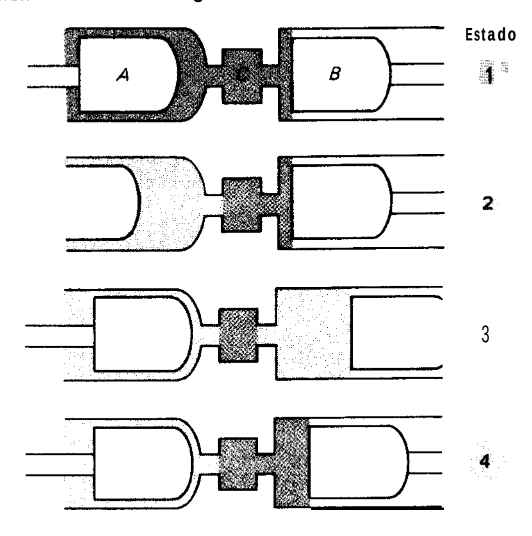
Es factible realizar análisis semejantes para otros ciclos, con el fin de predecir la forma general del diagrama, en coordenadas diferentes.

6.2.2 Ciclo de Stirling

Este es el primer ciclo de una maquina térmica práctica que se va a estudiar. El ciclo de Stirling emplea un fluido compresible como fluido de trabajo y consta de un proceso de adición de energía a temperatura constante seguido de un proceso a volumen constante, luego un rechazo de energía a temperatura constante y, finalmente, regresa a su estado inicial por otro proceso a volumen constante, como se ve en la figura 6.4.

La realización de este ciclo requiere ciertos implementos ingeniosos. La figura 6.5 muestra la operación del ciclo. Dos pistones *A* y *B* encierran el gas de trabajo, que es forzado a ir y venir por un ***regenerador*** C. Este regenerador por lo regular consta de una cámara que contiene malla de alambre o de cerámica o una gasa metálica fina y se emplea como un almacén temporal de energía. Puesto que el regenerador se encuentra dentro de las fronteras del sistema, la energía almacenada y liberada durante el ciclo no se considera una transferencia de calor, sino simplemente un cambio de la energía interna. Dado que los cambios de la energía interna en el regenerador y en el fluido de trabajo son siempre iguales pero de signos opuestos, estos cambios no afectan a la primera ley escrita para la máquina de Stirling como un todo

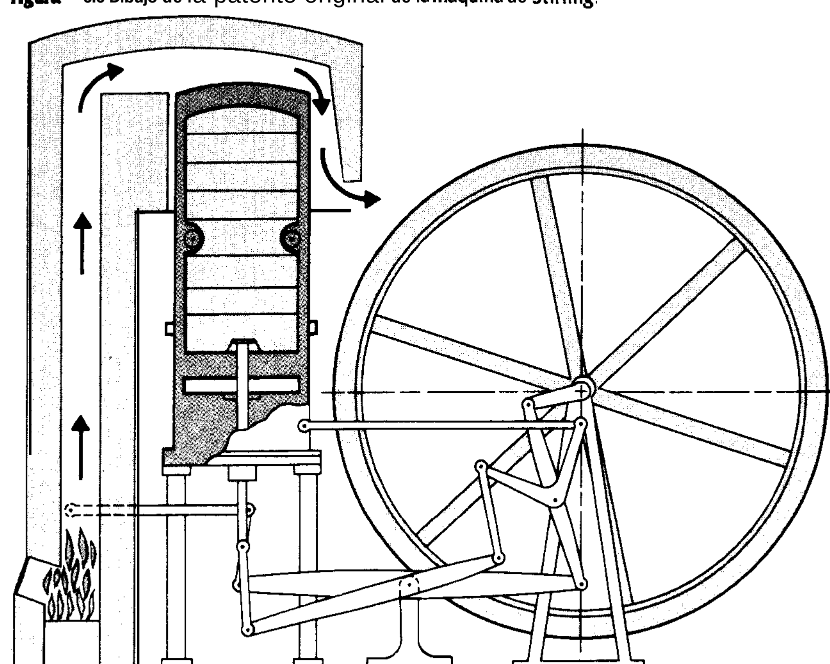
Figura 6.5 Operación de un ciclo Stirling.



(es decir, considerar el fluido de trabajo como la masa de control). La idea de la regeneración es común a muchas máquinas térmicas con transferencia de calor externa.

Para realizar el ciclo, se transfiere calor hacia el fluido de trabajo en el cilindro que contiene al pistón ***A***, en tanto que éste se mueve hacia la izquierda con una rapidez justamente suficiente para mantener la temperatura del gas constante. Este proceso de adición de energía a temperatura constante se continúa hasta llegar al estado 2 (Fig. 6.4). Una vez alcanzado el estado 2, los dos pistones se mueven hacia la derecha con igual velocidad. El volumen del gas se mantiene constante y el gas se fuerza a través de la malla, que se encuentra a una temperatura más baja debido a una etapa previa del ciclo. Por lo tanto, el gas se enfría al transferir parte de su energía al regenerador. Cuando se llega al estado 3, todo el gas frío se encuentra en el cilindro que contiene al pistón ***B***; éste se mueve hacia la izquierda, en tanto que el pistón ***A*** se mantiene fijo. Al mismo tiempo se transfiere calor desde el gas con una rapidez tal que la temperatura del gas se mantiene constante durante la compresión. Al llegar al estado 4 (que tiene el mismo volumen que el estado 1), los dos pistones se mueven hacia la izquierda con igual velocidad, manteniendo de nuevo el gas a volumen constante mientras es forzado a pasar por el regenerador. El gas frío vuelve a ganar la energía que antes había cedido al regenerador y, por consiguiente, enfría el material de dicho regenerador. El sistema regresa al estado 1 y el regenerador ha quedado listo para recibir la energía en el ciclo siguiente.

Figura 6.6 Dibujo de la patente original de la máquina de Stirling.



Un atributo interesante de la máquina de Stirling es que el fluido de trabajo corresponde a un sistema cerrado y siempre está contenido dentro de la máquina, de manera que no existe contaminación del lubricante. Ademas, el fluido de trabajo se elige por sus propiedades térmicas ya que la cantidad necesaria es muy pequeña y el costo no resulta elevado. Aún mas, la eficiencia del ciclo ideal de Stirling, que se acaba de describir, dado que toda la transferencia de calor al ciclo tiene lugar a temperatura constante y todo el calor se pierde también a temperatura constante, es igual a la del ciclo de Carnot. Esto supone que todos los procesos en el ciclo se realizan en forma reversible, lo cual, como ya se dijo al principio de este capitulo, no es posible en los sistemas reales. Naturalmente es posible incluir las eficiencias de la compresión y de la expansión en el ciclo, cuando éstas son conocidas.

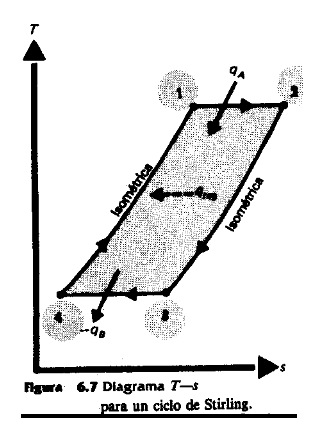


Figura 6.7 Diagrama T—s para un ciclo de Stirling.

Para ejecutar los movimientos coordinados de los pistones y otros mecanismos con el fin de realizar los procesos que constituyen el ciclo de Stirling, se han probado muchos métodos ingeniosos. El dibujo de la patente original de Stirling se muestra en la figura 6.6 y los diseños actuales de la máquina de Stirling no son menos complejos.

Las figuras 6.7 y 6.8 muestran los diagramas $T-s$ y $P-h$ para el ciclo de Stirling de aire estándar.

Ejemplo 6.2

Establezca la eficiencia de un ciclo de Stirling de aire estándar ideal, mediante el análisis de los ciclos.

Solución

La eficiencia del ciclo se determina a partir del cálculo del trabajo del ciclo (Fig. 6.4) como

$$w = -\oint P\,dv = {}_1w_2 + {}_3w_4$$

$$= -\int_1^2 P\,dv - \int_3^4 P\,dv$$

$$= -RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - RT_3 \ln \frac{v_4}{v_3}$$

Sin embargo, $v_2 = v_3$ y $v_1 = v_4$: por lo tanto,

$$w = -R(T_1 - T_3) \ln \frac{v_2}{v_1}$$

La transferencia de calor para el ciclo es

$$q_A = T_1(s_2 - s_1) = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$$

y la eficiencia del ciclo resulta

$$\eta_S = \frac{|w|}{|q_A|} = 1 - \frac{T_3}{T_1}$$

que corresponde exactamente a la eficiencia de Carnot, como se esperaba.

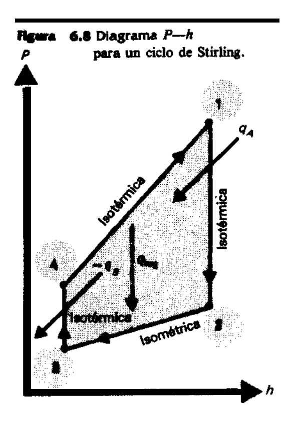


Figura 6.8 Diagrama P—h para un ciclo de Stirling.

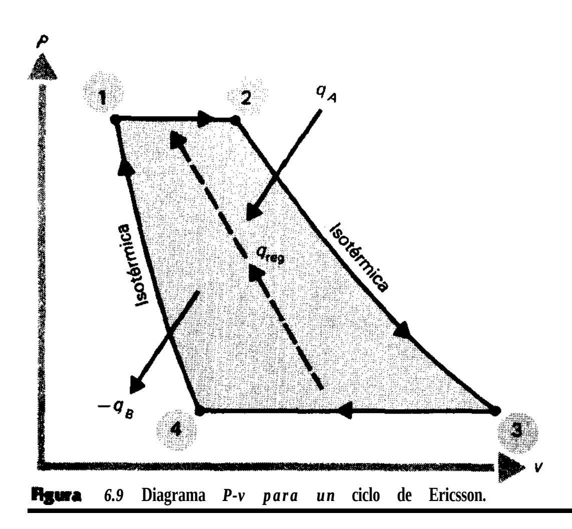


Figura 6.9 Diagrama *P-v para un* ciclo de Ericsson.

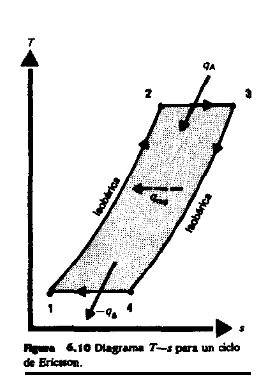
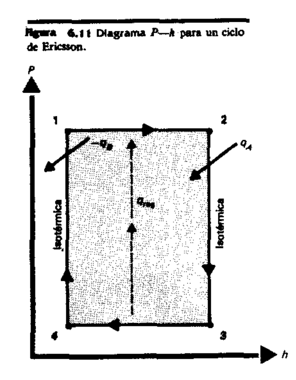


Figura 6.10 Diagrama *T—s* para un ciclo de Ericsson.

6.2.3 Ciclo de Ericsson

El ciclo de Ericsson se desarrollo originalmente, como lo fue el ciclo de **Stirling,** en un esfuerzo para encontrar una máquina con transferencia de calor externa práctica, que sustituyese el vapor de agua por aire como fluido de trabajo. El ciclo se **compone** de dos procesos a presión constante conectados por procesos a temperatura constante, uno de admisión y otro de rechazo de energía (Fig. 6.9). De nuevo, en el ciclo reversible ideal, la eficiencia debe aproximarse a la del ciclo de Carnot, puesto que el ciclo Ericsson opera entre dos temperaturas constantes, a las **cuales** se agrega y se rechaza la energía. En las figuras 6.10 y 6.11 se muestran los diagramas ***T- s*** y ***P - h*** para el ciclo de Ericsson.

Figura 6.11 Diagrama *P—h* para un ciclo de Ericsson.



Originalmente, el ciclo de Ericsson se empleó en máquinas marinas con pistones muy grandes, tan grandes que resultaron poco prácticas frente a las máquinas de vapor de potencia similar. Sin embargo, es posible imaginar un sistema con turbina y compresor, empleando el ciclo de Ericsson, como el de la figura 6.12. En este caso, el fluido de trabajo a más baja temperatura entra a un regenerador **(intercambiador** de calor) al estado 1, y recibe calor del fluido más caliente que sale de la turbina. El fluido sale del regénerador al estado 2 y entra a la turbina. El diseño de la turbina es tal que la energía se agrega exactamente con la misma rapidez con que el fluido realiza trabajo en cada punto de **la** turbina; en esta forma, el fluido de trabajo se mantiene a temperatura constante. El fluido sale de la turbina al estado 3 y entra al regenerador, donde transfiere energía al fluido de trabajo que se dirige a la turbina. Este proceso de intercambio de energía se supone que tiene lugar a **presión** constante. El fluido sale del regenerador al estado 4 y entra al compresor. El compresor se diseña para que el trabajo que entra se equilibre en cada punto con la transferencia de calor, por lo que el fluido de trabajo se mantiene a temperatura constante y sale del compresor al estado 1, completando el ciclo.

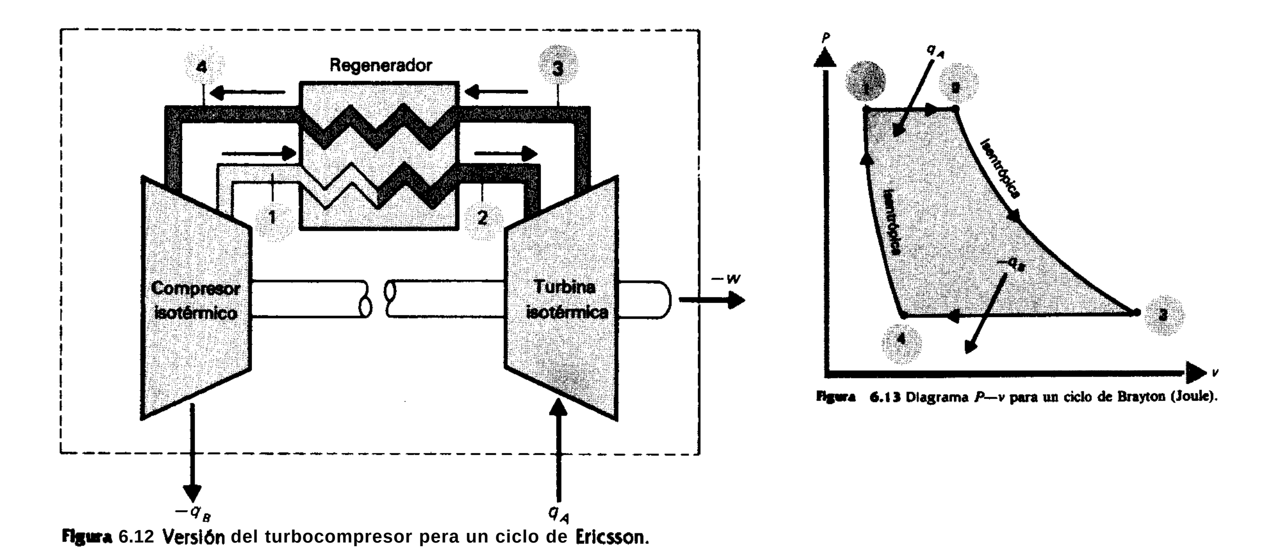
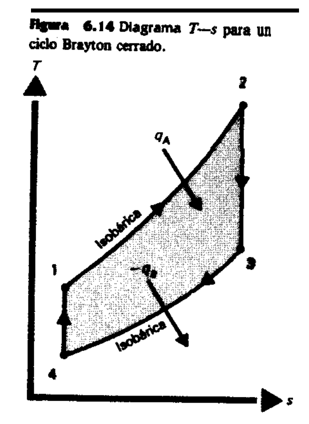


Figura 6.12 Versión del turbocompresor pera un ciclo de Ericsson.

Figura 6.13 Diagrama P—v para un ciclo de Brayton (Joule).

En la práctica es **difícil** el **diseño** de turbinas y de compresores que tengan los perfiles térmicos necesarios para realizar las condiciones isotérmicas. Ademas, es obvio que los componentes reales no son reversibles y, por ejemplo, la fricción del fluido en el regenerador hace que la presión varíe durante todo el proceso de regeneración. Asimismo, el regenerador no puede diseñarse realmente en forma que la temperatura del fluido frío a la salida iguale la temperatura del fluido caliente, tal como implica el diagrama del ciclo; esto requeriría una superficie infinita de transferencia de calor en el regenerador o cero resistencia a la transferencia de calor a través de las fronteras entre los fluidos. Ninguna de estas condiciones se realiza en la **práctica.** La eficiencia real es menor que la eficiencia de Carnot por estas y otras razones. Sin embargo, es posible construir componentes que asemejan los procesos de **Ericsson**, como se verá después.

Figura 6.14 Diagrama T—s para un ciclo Brayton cerrado.



Eficiencia del ciclo de **Ericsson**

El ciclo de Ericsson de aire estándar ideal, con regeneración, es un ciclo reversible con procesos de transferencia de calor que ocurren a temperatura constante y, por ende, la eficiencia del ciclo de aire estándar es igual a la eficiencia de Carnot.

6.2.4 Ciclo de Brayton (Transferencia externa de calor)

El ciclo de Brayton, también llamado ciclo ***de Joule, se*** desarrollo originalmente empleando una máquina de pistones con inyección de combustible, pero ahora es común realizarlo en turbinas con ciclos abiertos o cerrados. La máquina de ciclo abierto puede emplearse tanto con combustión interna como con transferencia de calor externa, en tanto que la máquina con ciclo cerrado tiene una fuente de energía externa. En primer lugar se examinará la máquina Brayton de aire **estándar** con ciclo cerrado.

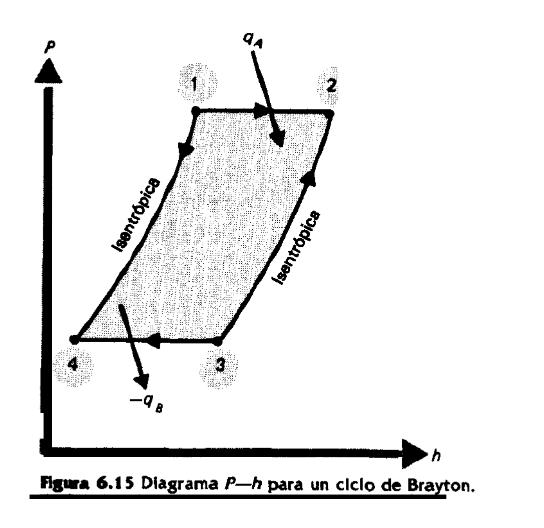


Figura 6.15 Diagrama P—h para un ciclo de Brayton.

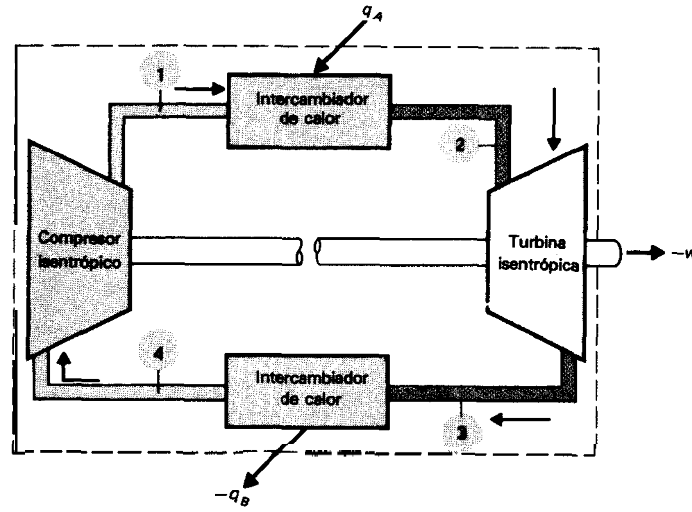


Figura 6.16 Diagrama de equipos de un ciclo de Brayton simple.

El ciclo de Brayton de aire estándar simple se compone de dos procesos de transferencia de calor a presión constante, separados por procesos de expansión y de compresión isentrópicos, como se ve. en la figura 6.13. Las figuras 6.14 y 6.15 muestran los diagramas *T-s* y P - *h* correspondientes.

El sistema con turbina y compresor que emplea tal ciclo se muestra en la figura 6.16. El fluido de trabajo en el ciclo cerrado entra al intercambidor de calor de temperatura elevada en el estado 1, donde se le agrega energía en un proceso a presión constante hasta que alcanza la temperatura elevada del estado 2. Entonces, el fluido entra a la turbina y tiene lugar una expansión isentrópica, produciendo cierta potencia. El fluido sale de la turbina al estado 3 y pasa a ser enfriado, en un proceso a presión constante, en el intercambiador de calor de temperatura baja de donde sale al estado 4, listo para entrar al compresor. Ahí el fluido es comprimido isentrópicamente hasta el estado 1 y el ciclo se repite: Una considerable fracción del trabajo de la turbina se emplea para impulsar el compresor.

En el ciclo de Brayton de aire estándar se ha supuesto que la turbina y el compresor son isentrópicos, en lugar de isotérmicos como en el ciclo de Ericsson. Una turbina puede construirse casi adiabática, aunque la reversibilidad es mucho más difícil de lograr. El ciclo de Brayton es más simple de realizar en la práctica que el ciclo de Ericsson. Empero, la transferencia de calor al fluido de trabajo en el ciclo de Brayton, tiene lugar durante un intervalo de temperatura, como puede verse en el diagrama *T-s.* A diferencia del ciclo de Ericsson, el ciclo de Brayton, en su forma simple, no es capaz de lograr una eficiencia de Carnot cuando opera entre dos depósitos de calor a temperaturas constantes.

Ejemplo 6.3

Establezca la eficiencia de un ciclo de Brayton de aire estándar ideal cerrado en términos de: *a)* las temperaturas de entrada y de salida del compresor, *b)* las temperaturas de entrada y de salida de la turbina y c) la relación de las presiones a la entrada y a la salida para la turbina (o el compresor).

Solución

La eficiencia del ciclo está dada por (Fig. 6.14):

$$\eta_B = \frac{|w|}{|q_A|} = 1 - \frac{|q_B|}{|q_A|} = 1 - \frac{c_P(T_3 - T_4)}{c_P(T_2 - T_1)} = 1 - \frac{T_4}{T_1}\frac{T_3/T_4 - 1}{T_2/T_1 - 1}$$

Para la turbina y el compresor isentrópicos, la tabla 5.4 da

$$\frac{P_2}{P_3} = \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{k/(k-1)}$$

$$\frac{P_1}{P_4} = \left(\frac{T_1}{T_4}\right)^{k/(k-1)}$$

Sin embargo, $P_2/P_3 = P_1/P_4$, por lo tanto,

$$\frac{T_2}{T_3} = \frac{T_1}{T_4}$$

o

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$$

Sustituyendo estos dos últimos cocientes en la ecuación de la eficiencia, queda

$$\eta_B = 1 - \frac{T_4}{T_1} = 1 - \frac{T_3}{T_2} \qquad (6.11a)$$

que da respuesta a los incisos a) y b). Para el c), se sustituye la relación de temperaturas por la de presiones y se obtiene

$$\eta_B = 1 - \frac{1}{(P_1/P_4)^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{r_P^{(k-1)/k}} \qquad (6.11\ b)$$

donde r_p es la relación de presiones P_1/P_4.

Comentarios

Se encuentra que la eficiencia de las máquinas de Brayton en ciclo cerrado depende únicamente de la relación de presiones isentrópicas. Si se aumenta la presión de entrada a la turbina, también se incrementa la temperatura en dicha entrada. La temperatura de entrada a la turbina, con frecuencia, está limitada por las propiedades de los materiales de los álabes, lo que corresponde a un límite superior práctico en la eficiencia del ciclo.

La máquina de Brayton con ciclo cerrado (adición externa de calor) ha recibido una atención considerable para emplearla en sistemas nucleares y, más recientemente, en sistemas de energía solar a temperaturas elevadas.

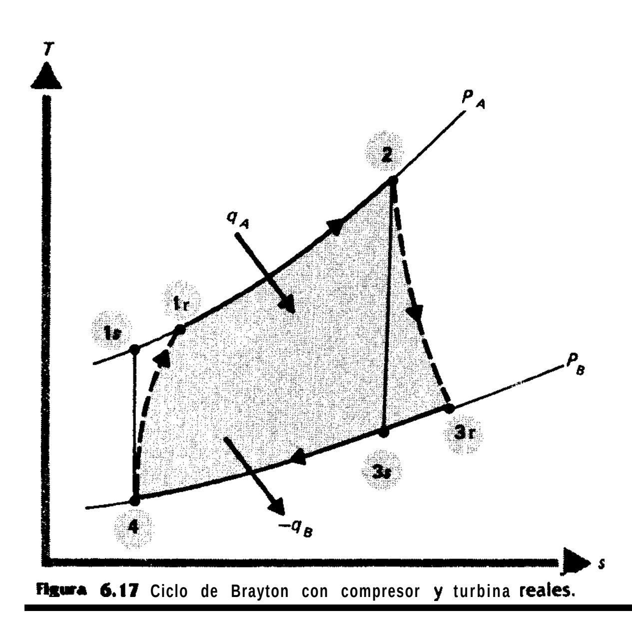


Figura 6.17 Ciclo de Brayton con compresor y turbina reales.

Efecto de las eficiencias reales de la turbina y el compresor

Naturalmente las turbinas y los compresores reales no son isentrópicos. Para los ciclos de aire estándar, la eficiencia de cada componente, como se definiera en el capítulo 5, se incluye fácilmente en los análisis. El compresor y la turbina reales tienen misma presión de salida que los aparatos isentrópicos correspondientes (las eficiencias de la turbina y del compresor de Brayton generalmente se dan con respecto a los aparatos isentrópicos y no a los isotérmicos). El diagrama *T-s* para el ciclo de Brayton (sin regeneración) modificado para incluir un compresor y una turbina reales, se presenta en la figura 6.17.

Ejemplo 6.4

Un ciclo de Brayton de aire estándar opera entre 1 y 5 atm. El aire entra al compresor a 80°F y a la turbina a 2040°F. El compresor tiene una eficiencia del 65% y la turbina del 75%. ¿Cuál es la eficiencia del ciclo de Brayton?

Solución

Con referencia a la figura 6.17, la temperatura de salida del compresor, tomando en cuenta la eficiencia del compresor [considerando $c_p \neq f(T)$], se encuentra mediante

$$\eta_c = 0.65 = (h_{1,s} - h_4)/(h_{1,r} - h_4) = c_P(T_{1,s} - T_4)/c_P(T_{1,r} - T_4)$$

El valor de $T_{1,s}$ se halla mediante la relación isentrópica

$$T_{1,r} = T_4\left(\frac{P_1}{P_4}\right)^{(k-1)/k} = (460 + 80)(5)^{(1.4-1)/1.4} = 855°R$$

de donde resulta

$$T_{1,a} = T_4 + \frac{T_{1,s} - T_4}{0.65} = 540 + \frac{855 - 540}{0.65} = 1025°R$$

En forma semejante para la turbina,

$$T_{3,s} = 2500\ (\tfrac{1}{5})^{0.4/1.4} = 1578°R$$

Y

$$T_{3,r} = 2500 + 0.75(1578 - 2500) = 1809°R$$

Por consiguiente, la eficiencia del ciclo es

$$\eta_B = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|} = 1 - \frac{c_P(T_{3,r} - T_4)}{c_P(T_2 - T_{1,r})}$$
$$= 1 - \frac{1809 - 540}{2500 - 1025} = 0.140$$

La cual se puede comparar con la eficiencia del ciclo de aire estándar ideal:

$$\eta_{B,\text{ ideal}} = 1 - \frac{1}{(P_1/P_4)^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{5^{0.4/1.4}} = 0.369$$

Comentarios

Es obvio que, cuando la eficiencia de la turbina y del compresor bajan mucho, la eficiencia del ciclo tiende a cero (o incluso se hace negativa). Por lo tanto, no se obtiene un trabajo neto del ciclo o se requiere una entrada de trabajo al ciclo para su operación, lo cual no es deseable para operar un ciclo de potencia.

Incremento de la eficiencia del ciclo de Brayton

Es factible incorporar el concepto de regeneración al ciclo de Brayton modificando sus equipos, como muestra la figura 6.18. Para el ciclo de Brayton simple y cerrado **(Fig. 6.14),** los gases que escapan de la turbina al estado 3 pueden tener una temperatura superior a los gases que salen del compresor (estado 1). Por tanto, resulta posible emplear parte de la energía desechada q_B para **precalentar** los gases que dejan el compresor y, por ende, reducir la transferencia de calor requerida por el ciclo.

En la figura 6.19 se presenta el diagrama $T - s$ para un ciclo de Brayton de aire estándar ideal con regeneración. Obsérvese que los gases fríos que salen del compresor se calientan en el regenerador, en el mejor de los casos a $T_b = T_3$, que es la temperatura al escape de la turbina. En este caso, los gases que salen de la turbina se enfriarían, a $T_a = T_1$. En esta situación ideal, la energía agregada al ciclo resulta ${}_bq_2$, en tanto que el trabajo entregado permanece constante. La eficiencia del ciclo

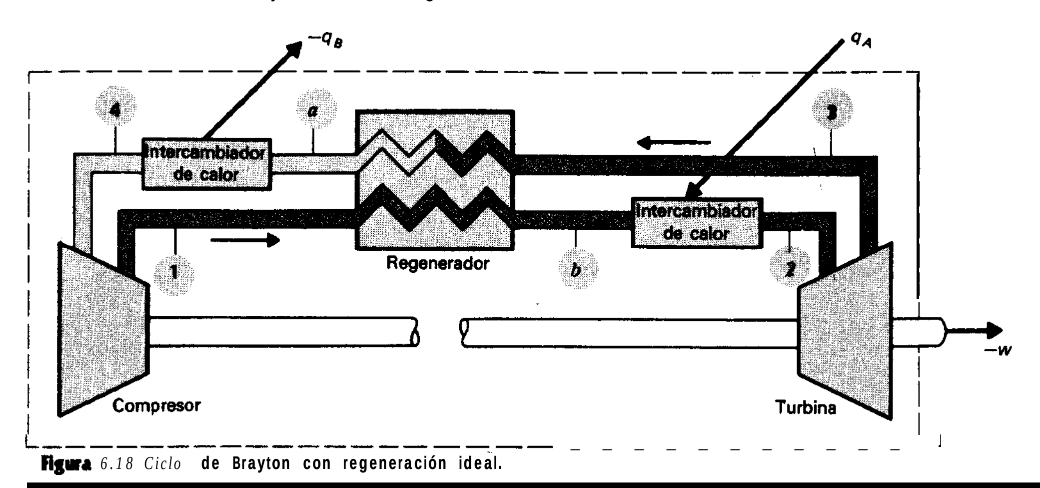


Figura *6.18 Ciclo* de Brayton con regeneración ideal.

de Brayton de aire estándar ideal, con regeneración ideal, está dada por

$$\eta_{B,\,\text{reg, ideal}} = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|} = \frac{|Q_A| - |Q_B|}{|Q_A|}$$

$$= \frac{c_p(T_2 - T_b) - c_p(T_a - T_4)}{c_p(T_2 - T_b)}$$

$$= \frac{(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)}{T_2 - T_3}$$

$$= 1 - \frac{T_1 - T_4}{T_2 - T_3} \qquad (6.12)$$

Si para un ciclo en particular $T_3 < T_1$, es imposible la regeneración mediante los gases de escape de la turbina. Asimismo, resulta imposible construir un regenerador que realmente logre $T_b = T_3$. En el caso real, la temperatura a la salida del compresor se elevará hasta un valor algo-más bajo que $T_{b'}$, **(Fig.** 6.19). La ***eficiencia del regenerador*** se define como la fracción de la entalpía máxima que es recuperada por el regenerador real, o sea

$$\eta_{reg} = \frac{h_{b'} - h_1}{h_b - h_1} = \frac{h_3 - h_{a'}}{h_3 - h_a} \qquad (6.13)$$

Ahora bien, para el ciclo de aire estándar con propiedades constantes

$$\eta_{reg} = \frac{T_{b'} - T_1}{T_3 - T_1} = \frac{T_3 - T_{a'}}{T_3 - T_1} \qquad (6.14)$$

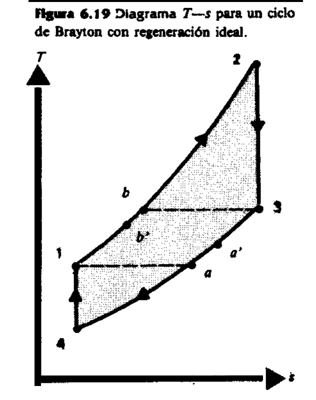
La eficiencia del ciclo con un regenerador real queda ahora

$$\eta_{B,\,reg} = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|}$$

$$= 1 - \frac{c_p(T_{a'} - T_4)}{c_p(T_2 - T_{b'})} = 1 - \frac{T_{a'} - T_4}{T_2 - T_{b'}} \qquad (6.15)$$

Los valores de $T_{a'}$ y de $T_{b'}$ se determinan mediante los datos de la eficiencia del regenerador.

Figura 6.19 Diagrama T—s para un ciclo de Brayton con regeneración ideal.



Ejemplo 6.5

Encuentre la eficiencia del ciclo de aire estándar ideal para un ciclo de Brayton simple, cerrado, con un regenerador ideal y con un regenerador cuya eficiencia es del 70%. Compare sus resultados. El ciclo opera entre 70 y 1800°F y la relación de presiones es de 8.

Solución

Para el ciclo de Brayton simple, la ecuación (6.11*b*) da

$$\eta_B = 1 - \frac{1}{(P_1/P_4)^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{(8)^{(1.4-1)/1.4}} = 0.448$$

Agregando una regeneración ideal, la ecuación (6.12) queda

$$\eta_{B,\text{ reg, ideal}} = 1 - \frac{T_1 - T_4}{T_2 - T_3}$$

Se dan los valores de T_2 y T_4. Las relaciones para la expansión isentrópica se emplean para encontrar las otras temperaturas:

$$T_1 = T_4\left(\frac{P_1}{P_4}\right)^{(k-1)/k}$$

$$= (70 + 460)(8)^{0.4/1.4}$$

$$= 960°\text{R} = 500°\text{F}$$

Y

$$T_3 = \frac{1800 + 460}{8^{0.286}} = 1248°\text{R} = 788°\text{F}$$

La eficiencia del ciclo resulta

$$\eta_{B,\text{ reg, ideal}} = 1 - \frac{500-70}{1800-788} = 0.575$$

En la ecuación (6.14), para un regenerador real, $T_{a'}$ y $T_{b'}$ son,

$$T_{a'} = T_3 - \eta_{\text{reg}}(T_3 - T_1) = 788 - 0.7(788 - 500) = 586°\text{F}$$

Y

$$T_{b'} = T_1 + \eta_{\text{reg}}(T_3 - T_1) = 500 + 0.7(788 - 500) = 702°\text{F}$$

Ahora bien, la eficiencia del ciclo se obtiene por la ecuación (6.15) como

$$\eta_{B,\text{ reg}} = 1 - \frac{586-70}{1800 - 702} = 0.530$$

Así, la eficiencia del ciclo simple es del 44.8% y, al agregarle un regenerador ideal, se aumenta al 57.5%. Sin embargo, considerando un regenerador real, la eficiencia predicha baja al 53.0%.

Comentarios

Aunque un regenerador mejora la eficiencia del ciclo cuando las condiciones de la temperatura son tales que permiten su empleo, hay otros efectos reales que no han sido considerados. Generalmente, existe una caída de presión importante en el regenerador y ésta se paga a expensas del trabajo útil entregado por la máquina.

La eficiencia del ciclo de Brayton puede mejorarse de otras maneras. Por ejemplo, el uso de un compresor de etapas mútiples, donde el fluido de trabajo puede enfriarse entre cada etapa de compresión. Cuando se agregan suficientes etapas con ese *enfriamiento intermedio,* el compresor parece operar isotérmicamente. Otra opción consiste en emplear una turbina de etapas múltiples con calentamiento del fluido de trabajo entre las etapas. De nuevo, se asemeja a una transferencia de calor isotérmica. De esta forma, el diagrama del ciclo se parece al caso de dos procesos de transferencia de calor isotérmicos separados por dos adiabáticos (regenerativos) a presión constante, como en el ciclo de Ericsson. El ciclo de Ericsson tiene la eficiencia de Carnot cuando opera entre dos temperaturas que permanecen constantes. Por consecuencia, el ciclo de Brayton puede llegar a tener una eficiencia parecida a la de Carnot, pero a expensas de una complejidad creciente. Naturalmente, las eficiencias de la turbina y del compresor reales causan que aun el ciclo real complejo tenga una eficiencia considerablemente diferente a la de Carnot.

6.3 Ciclo de Rankine

La semana pasada le mostré todo, y al fin él me
dijo:
"Señor McAndrew, ¿no cree usted que el vapor arruina el
romance en alta mar?
¡Maldición! Esa mañana me había tocado ver lo que sucedía
con las carreras de las máquinas.
¡Dios mío!, a mis espaldas las manivelas casi me rozaban la
nariz. ¡Romance! Eso les encantaba a los pasajeros de primera
clase.
Palabra impresa en mil libros. ¿Pero por qué callan los
poetas?
Harto estoy de sus arrumacos y veleidades: los amores y el
cielo con que suenan.
¡Señor, haznos la gracia de enviar hombres como Robby
Burnis para cantar el canto del vapor!
Kipling, M'Andrew's Hymn

El ciclo de Rankine simple es el ciclo que comúnmente emplean todas las plantas generadoras de potencia con vapor. Este ciclo se concibe como un recurso para emplear las características del agua como fluido de trabajo y manejar el cambio de fase entre el líquido y el vapor. Naturalmente resulta posible usar muchas otras sustancias como fluidos de trabajo, en lugar del agua; la elección depende de varios factores, incluyendo la necesidad de ajustar las temperaturas de transferencia de ca-

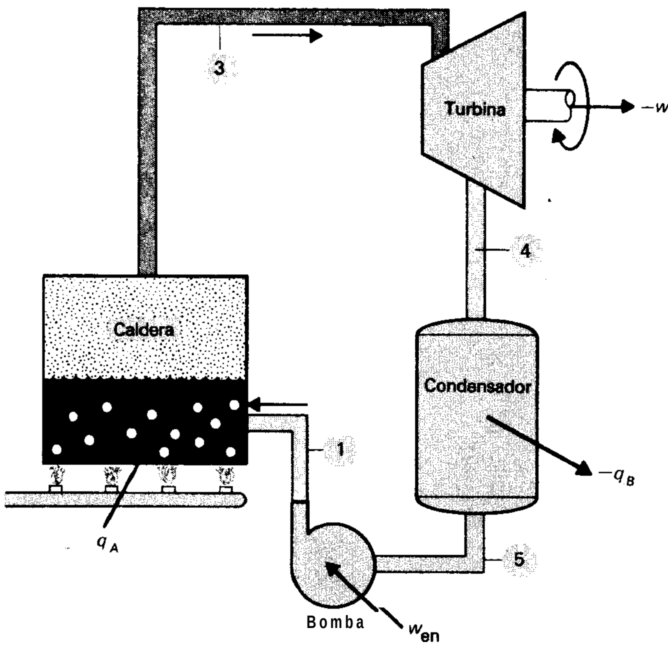


Figura 6.20 Ciclo de Rankine simple idealizado.

lor a los estados de vapor y líquido, en tanto que se mantienen bajas las presiones de vapor en el sistema.

En un ciclo de Rankine simple e idealizado (Fig. **6.20),** la transferencia de calor en la caldera tiene lugar hacia el fluido de trabajo, en un proceso a presión constante. La figura 6.21 presenta el diagrama P - v. El líquido entra a la caldera desde la bomba, a una temperatura relativamente baja (estado 1) y se calienta hasta saturación a lo largo de la línea 1 - 2. El líquido experimenta un ligero aumento de volumen debido a la expansión térmica. En el punto 2 se ha alcanzado la temperatura de **saturación.** Como la caldera opera efectivamente a presión constante, una transferencia de calor posterior tiene lugar a temperatura constante y la energía agregada al fluido de trabajo se transforma en calor de vaporización, produciendo un vapor que llega a tener una calidad del 100% en el punto 3. Entonces el vapor se expande (en un proceso que se considera isentrópico para el ciclo simple) produciendo trabajo en la turbina, de donde sale al estado 4. La expansión está limitada en el ciclo práctico por la aparición de condensación del vapor en la turbina y por la presión de saturación disponible a la temperatura del medio de enfriamiento empleado en el condensador. Si se permitiese que una condensación excesiva tuviese lugar, las gotas del líquido condensado rápidamente erosionarían los álabes de la turbina.

Al final del proceso de expansión (estado **4),** el vapor abaja temperatura, pero con calidad bastante alta, sale de la turbina y es condensado hasta líquido al ponerlo en contacto con las superficies del condensador, que están frías. Puesto que el condensador opera casi a la temperatura del agua de enfriamiento, el proceso de condensación tiene lugar a una temperatura de ebullición por abajo de la normal **(at-**

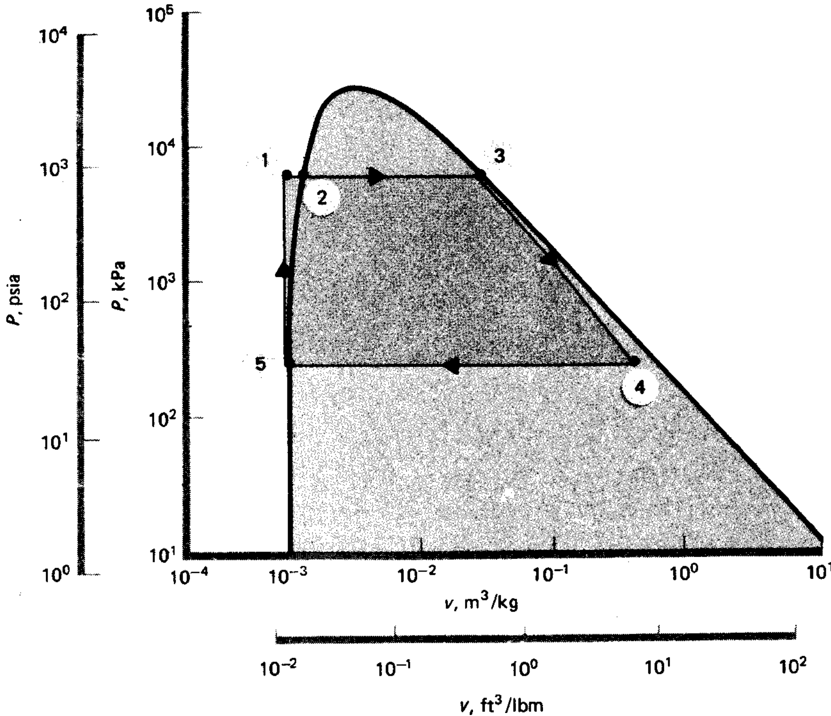


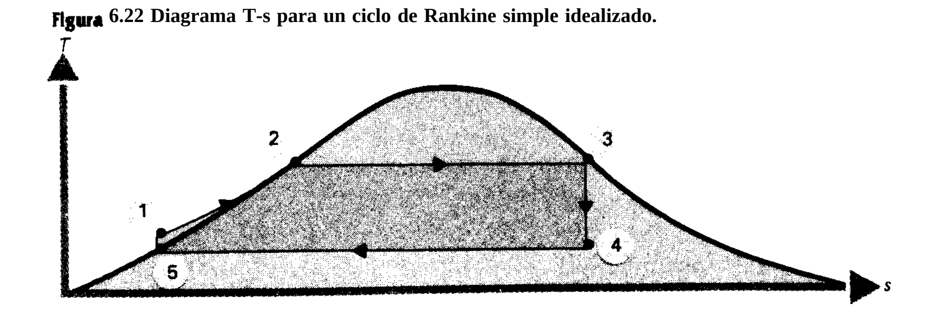
Figura 6.21 Diagrama *P*- *v* de un ciclo de Rankine simple idealizado.

mosférica) para muchos fluidos de trabajo. La presión del condensador en el lado del fluido de trabajo con frecuencia es subatmosférica. El líquido sale del condensador al estado 5.

Después de la condensación, el líquido entra a la bomba y el fluido de trabajo regresa a la alta presión necesaria para la adición de energía a la temperatura elevada de la caldera, repitiéndose el ciclo

Debe observarse que el diagrama *P*.– v empleado para representar el ciclo de Rankine (**Fig.** 6.21) tiene escalas log-log; esto es necesario porque la diferencia de los volúmenes específicos es del orden de diez mil unidades dentro del intervalo de presiones de interés en los ciclos de vapor. Sin embargo, tal gráfica disfraza grandemente el comportamiento ***P*** – v del agua con respecto a la presentación en un diagrama ***P- v*** lineal. Por ejemplo, en el diagrama lineal, la línea de líquido saturado es esencialmente vertical, en tanto que la línea de vapor saturado está muy curvada.

Figura 6.22 Diagrama T-s para un ciclo de Rankine simple idealizado.



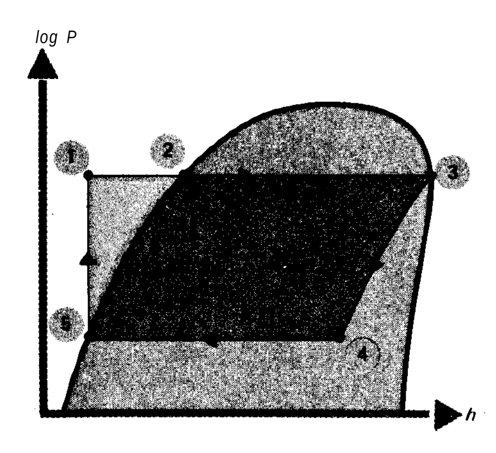


Figura 6.23 Diagrama $P-h$ para un ciclo de Rankine simple idealizado.

esencialmente vertical, en tanto que la línea de vapor saturado está muy curvada.

Los diagramas $T-s$, P-h y $h-s$ para el ciclo se presentan a escala en las figuras 6.22 a 6.24, respectivamente. Cada gráfica tiene escala lineal, a excepción de P en el diagrama $P-h$ (véase el capítulo 3). Únicamente se muestra una porción del diagrama $h-s$. Esto permite **señalar** en detalle la parte correspondiente a la caldera y a la turbina del ciclo de Rankine.

Obsérvese que éste es el primer ciclo que no se trata como un ciclo de aire estándar, ya que la ley de los gases ideales no es válida para el vapor y líquido saturados. Además, la eficiencia del ciclo de Rankine depende no sólo de los estados del fluido de trabajo, sino ademas del fluido de trabajo en particular que se emplee y de sus propiedades.

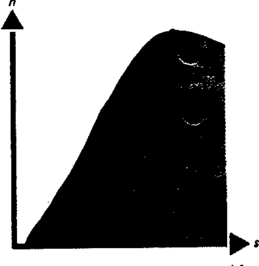


Figura 6.24 Diagrama $h-s$ para un ciclo de Rankine simple idealizado.

Ejemplo 6.6

Encuentre y compare la eficiencia de un ciclo Rankine simple e ideal, operando entre 20 y 100°C cuando los fluidos de trabajo son agua y refrigerante 12, respectivamente. Compare sus resultados con la eficiencia de Carnot. Véanse los diagramas siguientes .

Solución

Se presentan los diagramas T-s para cada fluido de trabajo. Las propiedades de cada estado se encuentran en las tablas de propiedades. Obsérvese que todos los puntos corresponden a vapor o líquido saturados, excepto en los estados 1 y 4. Para obtener los valores de la entropía de los estados 1 y 4, se emplea la segunda ley para la turbina y la bomba ideales.

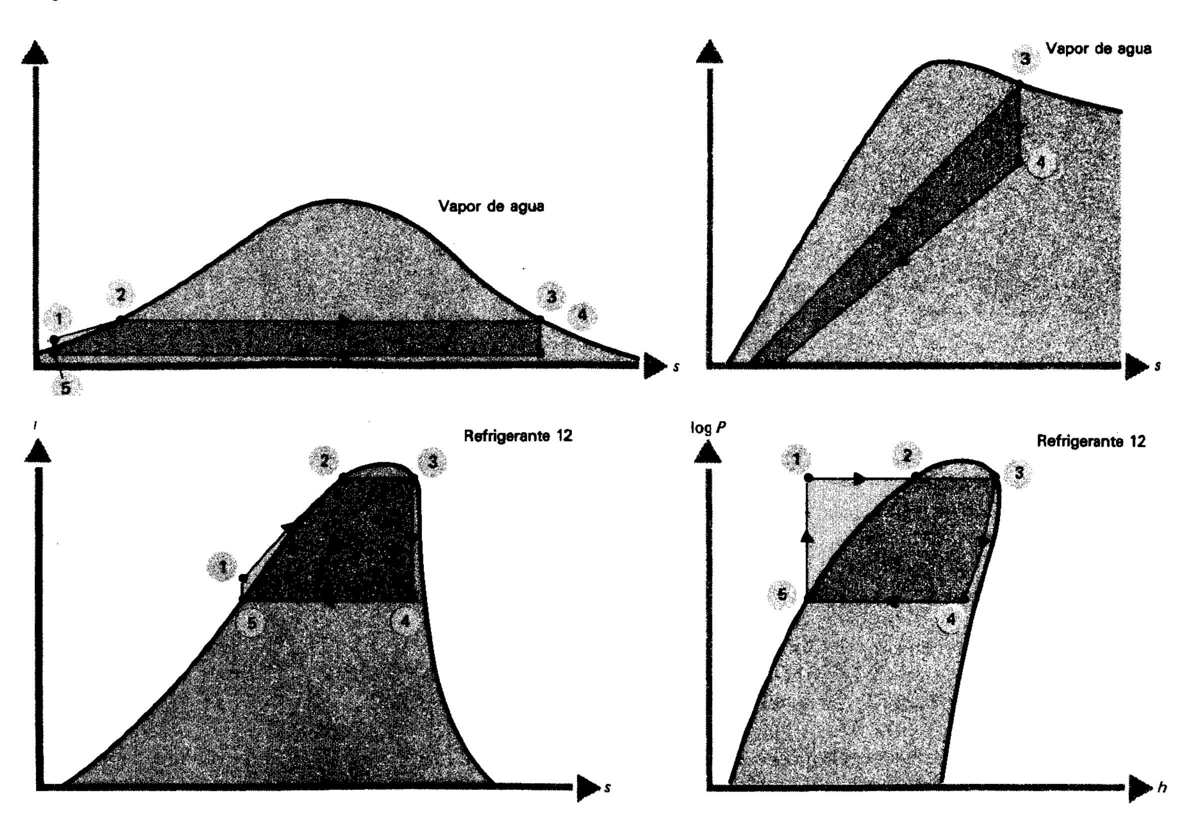
Al escribir la primera ley para la turbina ideal se determina el trabajo entregado por el ciclo:

$$_3w_{4,s} = h_{4,s} - h_3$$

El valor de $h_{4,s}$ no se conoce hasta el momento; sin embargo, como $s_{4,s} = s_3$, se encuentra la calidad $x_{4,s}$ mediante.

$$x_{4,s} = \frac{s_{4,s} - s_{l,4}}{s_{lg,4}}$$

Diagramas de Estado



Estado	P, kPa	T, °C	v, m³/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)	x
Vapor de Agua						
1	101.32†					—
2	(101.32)	100	(0.001043)	(418.9)	($ 6 2)	0.0
3	(101.32)	100	(1.6699)	(2675.8)	(7.3554)	1.0
4	(2.34)	20	—	—	s_3	—
5	(2.34)	20	(0.00 1002)	(83.9)	(0.2965)	0.0
Refrigerante 12:						
1	3343.2		—	—	s_5	—
2	(3343.2)	100	(0.0011129)	(314.98)	(1.3476)	0.0
3	(3343.2)	100	(0.003906)	(376.86)	(1.5134)	1.0
					s_3	—
4 5	(567.0)	20	(0.0007524)	(218.89)	(1.0663)	0.0

• *Los datos que no están entre paréntesis determinan al estado.*

y $h_{4,s}$ se obtiene por

$$h_{4,s} = h_{l,4} + x_{4,s} h_{lg,4}$$

Para el agua, el resultado es $x_{4,s} = 0.8432$, $h_{4,s} = 2\,154.0$ kJ/kg, y ${}_3w_{4,s} = -521.8$ kJ/kg.

La transferencia de calor al fluido de trabajo en el proceso 1-2-3 debe calcularse en dos partes. La porción que se realiza a temperatura constante 2-3, se encuentra fácilmente por

$$\begin{aligned} {}_2q_3 &= T_2(s_3 - s_2) \\ &= (100 + 273.15)(7.3554 - 1.3062) \\ &= 2257.3 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

En la porción 1 - 2, la primera ley da

$${}_1q_2 = h_2 - h_1$$

Para determinar h_1, se calcula el trabajo de la bomba ideal con la ecuación (5.138):

$${}_5w_1 = v_5(P_1 - P_5) = 0.001002(101.32 - 2.34) = 0.099 \text{ kJ/kg}$$

Ahora, la primera ley escrita para la bomba queda

$$h_1 = h_5 + {}_5w_1 = 83.9 + 0.099 = 84.0 \text{ kJ/kg}$$

y la transferencia de calor al agua, en el proceso 1 - 2, es

$${}_1q_2 = 418.9 - 84.0 = 334.9 \text{ kJ/kg}$$

La energía total agregada al fluido de trabajo durante el ciclo se compone de la energía que calienta el agua hasta el punto de ebullición, proceso 1 - 2, más la energía que vaporiza el agua, proceso 2 - 3. La energía total es la suma

$${}_1q_3 = {}_1q_2 + {}_2q_3 = 334.9 + 2257.3 = 2592.2 \text{ kJ/kg}$$

Nótese que esta transferencia de calor desde el estado 1 hasta el estado 3 se puede evaluar aplicando la primera ley a la caldera; lo cual da

$${}_1q_3 = h_3 - h_1 = 2675.8 - 84.0 = 2591.8 \text{ kJ/kg}$$

La eficiencia del ciclo es

$$\eta_R = -\frac{{}_3w_4 + {}_5w_1}{|{}_1q_3|} = -\frac{-521.8 + 0.099}{2592.2} = 0.201 = 20.1\%$$

Un análisis similar se realiza para el ciclo que emplea el refrigerante 12; en este caso la eficiencia del ciclo es igual al 15.9%.

En la tabla siguiente se presentan los términos de trabajo, calor y calidad que se encontraron mediante los cálculos.

	Vapor	Refrigerante 12
${}_3w_4$, kJ/kg	-521.8	-26.90
${}_1q_2$, kJ/kg	334.9	94.00
${}_2q_3$, kJ/kg	2257.3	61.84
${}_5w_1$, kJ/kg	0.099	2.09
x_4	0.8432	0.9301
η_R, %	20.1	15.9

Un ciclo de Carnot operando entre las mismas temperaturas limitantes tendría una eficiencia **de**

$$\eta_C = 1 - \frac{293}{373} = 0.214 = 21.4\%$$

Comentarios

Al determinar la eficiencia del ciclo de Rankine, el trabajo de la bomba se incluye en el trabajo neto entregado por el ciclo. No es necesario que la bomba sea impulsada por la energía que produce el propio ciclo, como es el caso del compresor en el ciclo de Brayton. Con referencia a la tabla anterior, el trabajo de la bomba en el ciclo de vapor es muy pequeño en comparación con la energía requerida como calor para calentar y vaporizar el fluido de trabajo. En las plantas de vapor, en particular de **agua**, el trabajo de la bomba puede despreciarse al determinar la eficiencia del ciclo. Para otros fluidos de trabajo, la demanda de la bomba puede resultar significativa; por ejemplo, para el ciclo con refrigerante 12 representa el 7.8% del trabajo realizado por la turbina.

Una observación más se refiere a la eficiencia del ciclo de Rankine simple; para el vapor de agua resultó del **20.1%**, muy cercana al 21.4% del ciclo de Carnot y más próxima que la **obtenida** para el refrigerante 12, que fue del **15.9%**, aun cuando ambos ciclos de Rankine trabajaron entre las mismas temperaturas. Es evidente que la elección del fluido de trabajo es importante. De nuevo, con referencia a la tabla anterior, se ve que el 87.1% de la energía agregada al ciclo de vapor de agua corresponde al proceso de vaporización a temperatura constante en tanto que para el refrigerante 12, sólo 39.7% de la energía se agregó durante el proceso de vaporización. Por tanto, para el refrigerante 12 mucha de la energía se agrega a temperaturas inferiores a la máxima. Para tener una eficiencia más cercana a la de Carnot, el fluido de trabajo debe elegirse como aquel donde la mayor parte de la transferencia de calor tenga lugar durante la vaporización y menos durante el proceso de calentamiento del líquido. Para esto se requiere un fluido con entalpía de vaporización grande y calores específicos pequeños para el líquido.

Una observación final se refiere a la calidad del fluido de trabajo al salir de la turbina x_4, la cual es mayor para el ciclo con refrigerante 12 que para el de vapor de agua. Esta es una consideración importante en el diseño de la turbina. Normalmente, la calidad del vapor a la salida debe ser superior al 90% para evitar la formación con exceso de gotas de líquido.

6.3.1 Ineficiencias de los ciclos reales

Los ciclos de Rankine idealizados que se estudiaron en el ejemplo 6.6 tienen eficiencias próximas a la de Carnot. Esto no es verdad para las máquinas reales que operan según un ciclo Rankine. En las máquinas reales existen muchas irreversibilidades, principalmente en la turbina y en la bomba. También debe notarse que se estudia la eficiencia del *ciclo;* con frecuencia, la eficiencia de las plantas de potencia se define en términos del trabajo (o energía eléctrica) entregada por la planta en comparación con la energía obtenida del combustible que entra a la *caldera* y no de la energía agregada al fluido de trabajo. Esta eficiencia global de las plantas recibe el nombre de ***gasto específico*** de ***calor*** de la planta y se expresa frecuentemente en unidades mezcladas de Btu de energía demandada por kilowatt-hora de electricidad entregada. Como la eficiencia de la caldera puede ser tan baja como un 60%, la eficiencia global de la planta resulta considerablemente más baja que la eficiencia del ciclo.

Tratamiento sobre **las ineficiencias de la turbina y** de la bomba
El efecto de las irreversibilidades de la turbina y la bomba sobre el ciclo se incluye mediante el uso de las eficiencias de la bomba y de la turbina, tal como se definieron en la sección 5.10. El método a seguir resulta más fácil de explicar mediante un ejemplo.

Ejemplo 6.7

Un ciclo de Rankine opera con vapor de agua a las mismas condiciones del ejemplo 6.6. La turbina tiene una eficiencia del 70% y la eficiencia de la bomba es del 60%. Encuentre la eficiencia del ciclo y dibuje los diagramas $T-s$ y $h-s$. Vea los diagramas que se presentan a continuación.

Solución

En los estados 4 y 1, la entropia cambia respecto a los valores del ejemplo 6.6, puesto que la bomba y la turbina no pueden ya considerarse isentrópicas. Ahora se modifica la tabla para incluir las condiciones isentrópicas (marcadas, como antes, por el subíndice *s)* y las condiciones reales (marcadas por el subíndice r).

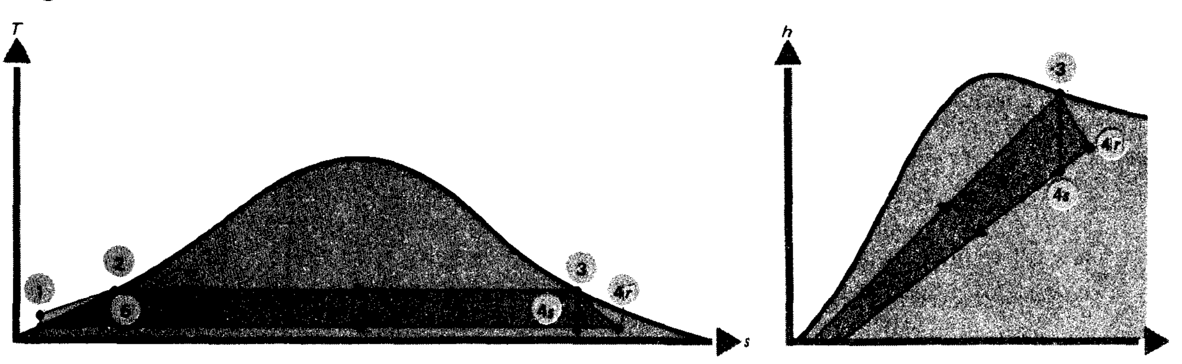
Los puntos de los estados reales se encuentran mediante las definiciones de la eficiencia de la bomba y de la turbina. Primero se examinará la turbina. Si la turbina fuese isentrópica, el trabajo entregado correspondería al que se encontró en el ejemplo 6.6, 0 sea $_3w_{4,s}$ = -521.8 kJ/kg. Con la eficiencia de la turbina del 70%, el trabajo real de la turbina resulta

$$_3w_{4,r} = (0.7)(521.8) = 365.3 \text{ kJ/kg}$$

Se emplea la primera ley para encontrar $h_{4,r}$:

$$h_{4,r} = h_3 + {}_3w_{4,r} = 2675.8 - 365.3 = 2310.5 \text{ kJ/kg}$$

Diagramas de Ciclo



Estado	P. kPa	T, °C	v, m³/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)	x
1s	101.32	—	—	—	s_5	—
1a	101.32	—	(0.001043)	84.1		—
2	(101.32)	100		(418.9)	(1.3062)	0.0
3	(101.32)	100	(1.6699)	(2675.8)	(7.3554)	1.0
4s	2.34	(20)	—	—	s_3	
4a	(2.34)	20		2310.5		(0.9070)
5	(2.34)	20.	(0.00~002)	(83.9)	(0.2965)	0.0

ahora se pueden determinar todas las otras propiedades del estado 4. Por ejemplo, despejando $x_{4,r}$, se obtiene

$$x_{4,r} = \frac{h_{4,r} - h_{l,4}}{h_{lg,4}} = \frac{2310.5 - 83.9}{2455.0} = 0.9070$$

Para la bomba, el trabajo isentrópico se encontró previamente como 0.099 kJ/kg, por lo que el trabajo real es

$$_5w_{1,r} = \frac{0.099}{0.6} = 0.165 \text{ kJ/kg}$$

de donde se obtiene

$$h_{1,r} = h_5 + {_5w_{1,r}} = 83.9 + 0.165 = 84.1 \text{ kJ/kg}$$

El valor de $_1q_{2,r}$ resulta

$$_1q_{2,r} = h_2 - h_{1,r} = 418.9 - 84.1 = 334.8 \text{ kJ/kg}$$

que es comparable al del ciclo ideal, 334.9 kJ/kg. La diferencia para el punto 1 no se puede graficar en los diagramas del ciclo. La eficiencia del ciclo se determina por

$$\eta_R = -\frac{{_3w_{4,r}} + {_5w_{1,r}}}{{_1q_2} + {_2q_3}}$$

$$= \frac{365.1}{334.8 + 2257.3} = 0.141 = 14.1\%$$

que se confronta con el 20.1 % de la eficiencia del ciclo de Rankine ideal y el 21.4% de la del ciclo de Camot, entre las mismas dos temperaturas.

Comentarios

Se ha reducido la eficiencia del ciclo, pero el cambio se debe a un solo factor: la turbina entrega un trabajo reducido en un 70% respecto al valor ideal.

A pesar de que se requiere más trabajo para impulsar la bomba real, esta adición de trabajo aumenta la entalpía del agua que sale de la bomba, que a su vez reduce la cantidad del calor necesario para llevar el agua al estado 2. El resultado es que la energía *añadida* al ciclo es efectivamente mayor para el ciclo ideal que para el ciclo real. Sin embargo, si el costo de la energía en forma Ce trabajo a la bomba es mayor que el de la transferencia de calor a la caldera, la entrada real de energía al ciclo tendrá un costo mayor.

La línea 3 - 4, en los diagramas, para la expansión de la turbina real, no está claramente definida puesto que no se trata de un proceso casi al equilibrio. Se muestra en el diagrama para indicar una serie de estados dentro de la turbina, pero en realidad sólo el estado final 4, queda definido. El estado final se encuentra aplicando la primera y la segunda leyes a la turbina y no se requiere conocer los estados intermedios.

En problemas de este tipo, la especificación completa del estado 2 no es realmente necesaria ya que basta ${}_1q_3 = h_3 - h_1$ para encontrar la transferencia de calor al ciclo. Incluir el estado 2 sirve para señalar la cantidad relativa de energía que debe agregarse en la caldera para llevar la temperatura a la saturación y luego evaporar el líquido saturado.

Obsérvese finalmente que la calidad a la salida correspondiente al ciclo real es superior al 90%, dado que la turbina real es menos eficiente y no reduce la entalpía de la salida hasta los valores bajos que predice la turbina isentrópica. Como se mencionó antes, una calidad más elevada tiene gran importancia práctica puesto que la presencia de gotas de líquido, para una calidad más baja, causa una rápida erosión de los álabes de la turbina.

6.3.2 Aumento de la eficiencia en un ciclo de Rankine

Aumento de la presión de operación

Observando el diagrama $P - v$ para el ciclo de Rankine, se infiere que la eficiencia del ciclo se incrementa al aumentar la presión en la caldera, ya que el área bajo la curva en el diagrama $P - v$ se vuelve mayor. En general, éste es el caso.

Sin embargo, varios factores relacionados entre sí determinan el cambio de la eficiencia global del ciclo al incrementar la presión. Se tratará un ejemplo con base en los datos del ejemplo 6.7.

Ejemplo 6.8

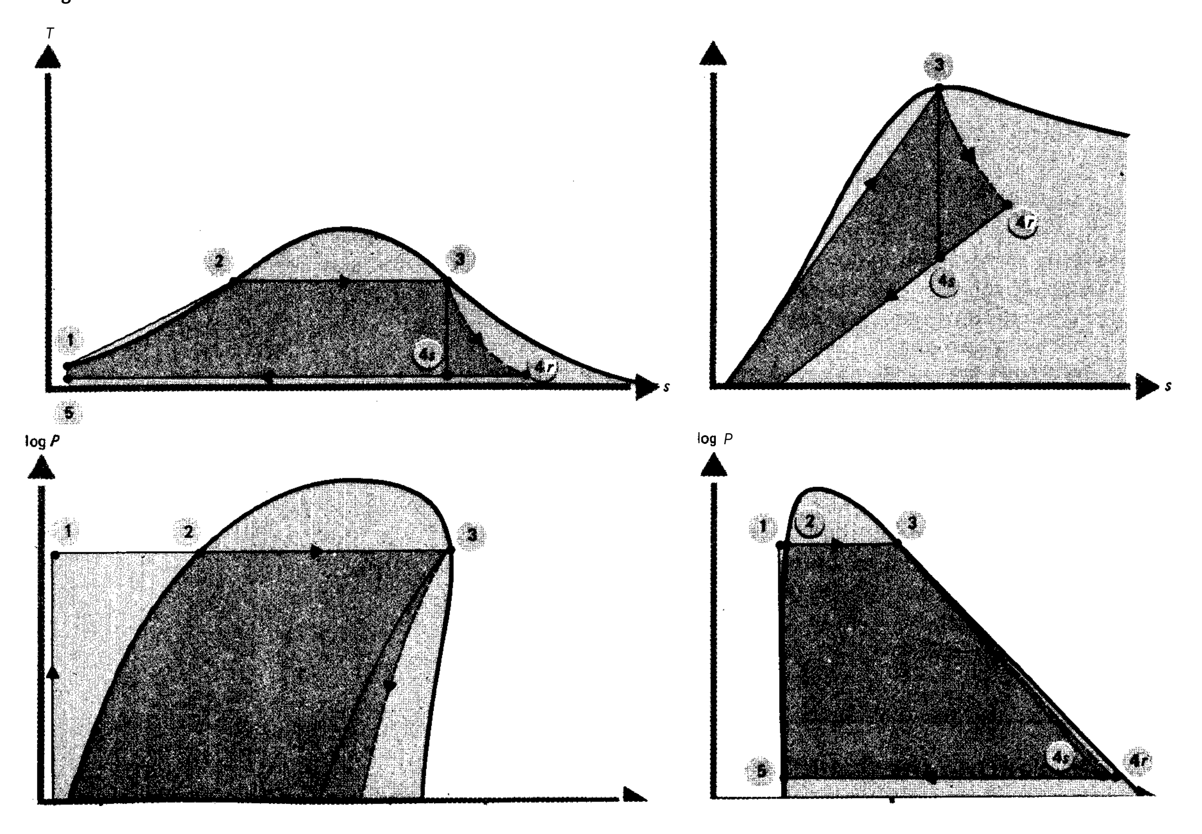
Calcule la eficiencia del ciclo para la máquina de Rankine del ejemplo 6.7, cuando la presión en la caldera aumenta a 4 MPa. Suponga que las eficiencias de la turbina y de la bomba no han cambiado. Dibuje los diagramas $P - v$, $T - s$, $P - h$ y $h - s$.

Solución

La solución sigue exactamente el método empleado en el ejemplo 6.7 y la tabla con los resultados se presenta a continuación:

Estado	P, kPa	T, °C	v, m³/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)	x
1s	4000		—		s_5	—
1a	4000	(250.3)	—	90.6		—
2	4000	(250.3)	(0.001251)	(1087.2)	(2.7947)	0.0
3	4000	(250.3)	(0.0499)	(2801.1)	(6.0686)	1.0
4s	2.34	(20)	—	—	s_3	—
4a	(2.34)	20	—	2083.9		—
5	(2.34)	20	(0.001002)	(83.9)	(0.2965)	0.0

Diagramas del ciclo



Algunos datos no se calculan en la tabla, puesto que no se requieren para calcular la eficiencia del ciclo.

Los valores reales para la energía a esta presión de operación en la caldera son

$_3w_4 = -717.2$ kJ/kg $= -308.3$ Btu/lbm

$_1q_2 = 996.6$ kJ/kg $= 428.5$ Btu/lbm

$_2q_3 = 1713.9$ kJ/kg $= 736.8$ Btu/lbm

$_5w_1 = 6.7$ kJ/kg $= 2.9$ Btu/lbm

$x_4 = 0.8147$

La eficiencia del ciclo resulta

$$\eta_R = \frac{-717.2 + 6.7}{-996.6 + 1713.9} = 0.262 = 26.2\%$$

que se confronta con la eficiencia del 14.1% para una presión de operación en la caldera de 1 atm.

Comentarios

La eficiencia de Carnot para una operación entre las temperaturas de la caldera y del condensador, para este ciclo, queda

$$\eta_C = 1 - \frac{20 + 273.15}{250.3 + 273.15} = 0.439 = 43.9\%$$

Cuando la presión de operación es de 4 MPa, el ciclo de Rankine alcanza un 59.7% de la eficiencia de Carnot. Para la máquina de vapor a 1 atm del ejemplo 6.7, la eficiencia del ciclo correspondió a (0.141/0.214)100 = 65.9% de la eficiencia de Carnot respectiva. Por lo tanto, al aumentar la presión del vapor en la caldera se incrementa la eficiencia del ciclo Rankine de 14.1 a 26.2%, pero el ciclo se ha vuelto relativamente menos eficiente cuando se le compara con la eficiencia de Carnot entre las mismas temperaturas. Esta disminución relativa de la eficiencia se debe a que cuando las presiones son mayores, el ciclo Rankine debe agregar más energía en la región de subenfriamiento, $_1q_2$, que en la región a temperatura constante, $_2q_3$.

La Calidad del vapor que sale de la turbina también es más baja, 81.5% comparado con 90.7% en la máquina que trabaja a 1 atm. En la práctica, esa calidad tan baja no es aceptable. Se deben encontrar otros métodos para incrementar la eficiencia del ciclo, además de elevar simplemente la presión en la caldera.

...el viejo ingeniero de la flota
que comenzó como ayudante de caldera: el vapor y él apenas
Recuerdo la época en que reparaban tubos.
La presión más alta era diez libras. Era todo lo que se lograba.
¡Y aquí los marcadores indican sesenta y cinco!
Kipling, **M'Andrew's** Hymn

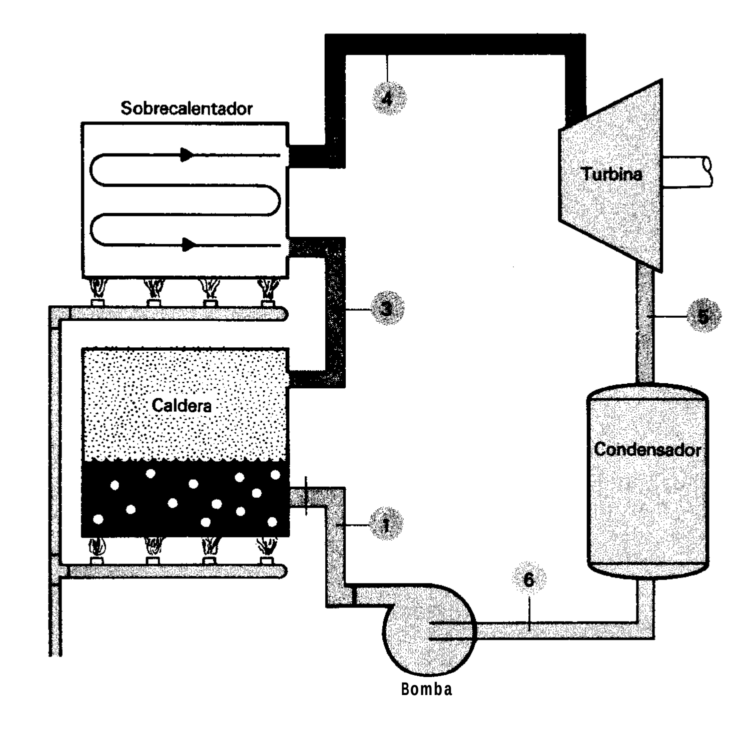


Figura 6.25 Máquina de Rankine con sobrecalentador

Sobrecalentamiento

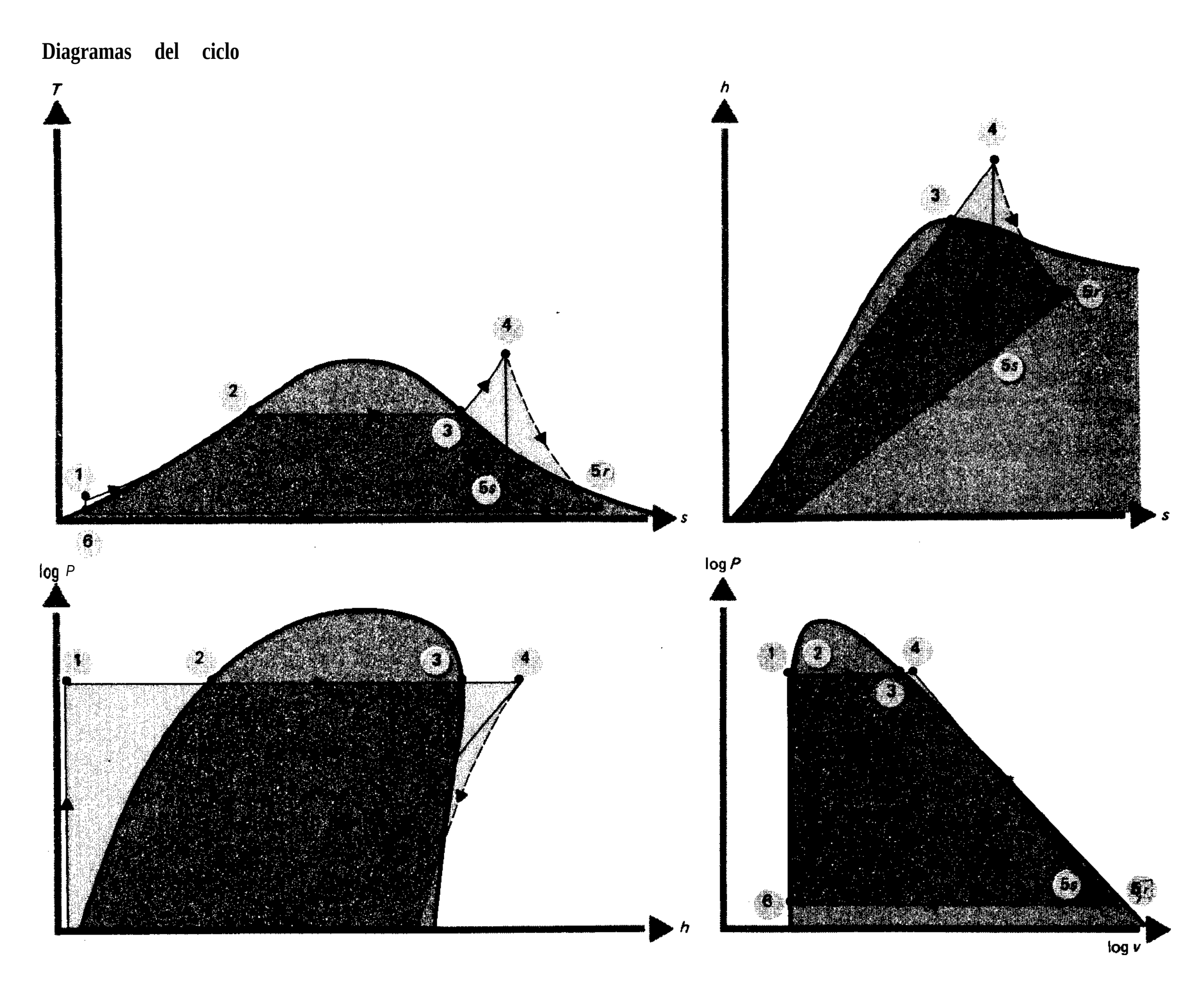
Otra forma de aumentar la eficiencia de un ciclo de Rankine consiste en sobrecalentar el vapor que sale de la caldera (Fig. 6.25); esto se hace generalmente pasando el vapor por tubos expuestos a los gases de combustión calientes o a alguna otra fuente con una temperatura superior a la temperatura de saturación de la caldera. Por consiguiente, el vapor que entra a la turbina tiene una entalpía superior a la del ciclo de Rankine simple de la figura 6.24.

El sobrecalentamiento del vapor que sale de la caldera tiene el efecto de elevar la calidad a la salida de la turbina hasta un valor superior al del caso de un ciclo con vapor saturado, como se muestra en el ejemplo 6.9.

Ejemplo 6.9

Halle la eficiencia del ciclo y la calidad a la salida de la turbina para la máquina de Rankine del ejemplo 6.8, cuando el vapor a la salida de la caldera está sobrecalentado a 400°C. Dibuje los diagramas $P-v$, $T-s$, $P-h$ y $h-s$.

Diagramas del ciclo



Solución

Se supone que el sobrecalentador es un equipo isobárico de transferencia de calor. (En la práctica, esto no es verdad, puesto que existe una caída de presión considerable debida a la fricción cuando el vapor pasa por los tubos del sobrecalentador.) Ya se han mostrado los diagramas del ciclo y los valores de los diferentes estados se dan a continuación:

Estado	P, kPa	T, °C	v, m³/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)	x
1s	4000		—		s_6	—
1r	4000	(250.3)	—	90.6		—
2	4000	(250.3)	(0.00 125 1)	(1087.2)	(2.7947)	0.0
3	4000	(250.3)	(0.0499)	(2801.1)	(6.0686)	1.0
4	4000	400	(0.073377)	(3214.1)	(6.7699)	—
5s	2.34	(20)	—	—	s_4	
5r	(2.34)	20		2351.7		(0.9237)
6	(2.34)	20	(0.001002)	(83.9)	(0.2965)	0.0

Los valores de la energía quedan ahora

$${}_4w_5 = -862.4 \text{ kJ/kg} = -370.8 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_1q_2 = 996.6 \text{ kJ/kg} = 428.5 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_2q_3 = 1713.9 \text{ kJ/kg} = 736.8 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_3q_4 = 413.0 \text{ kJ/kg} = 177.6 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_6w_1 = 6.1 \text{ kJ/kg} = 2.9 \text{ Btu/lbm}$$
$$x_{5,r} = 0.9237$$

La eficiencia del ciclo resulta

$$\eta_R = -\frac{-862.4 + 6.7}{996.6 + 1713.9 + 413.0} = 0.274 = 27.4\%$$

que se confronta al valor obtenido en el ejemplo 6.8, donde al emplear vapor saturado, sin sobrecalentamiento en la caldera, se obtuvo una eficiencia del 26.2%.

Comentarios

Generalmente el sobrecalentamiento tiene un efecto pequeño en la eficiencia del ciclo, pero incrementa la entrega de trabajo de la turbina por unidad de masa del vapor de agua que fluye, dado que la entalpía del vapor que entra a la turbina se ha incrementado.

Resulta difícil hacer una comparación con la eficiencia de la máquina de Carnot, ya que mucha de la energía añadida al fluido de trabajo en el ciclo con sobrecalentamiento tiene lugar dentro de cierto intervalo de temperaturas. Cuando se emplea la temperatura máxima del ciclo, 400°C, para encontrar la eficiencia de Carnot,

$$\eta_C = 1 - \frac{20 + 273}{400 + 273} = 0.565 = 56.5\%$$

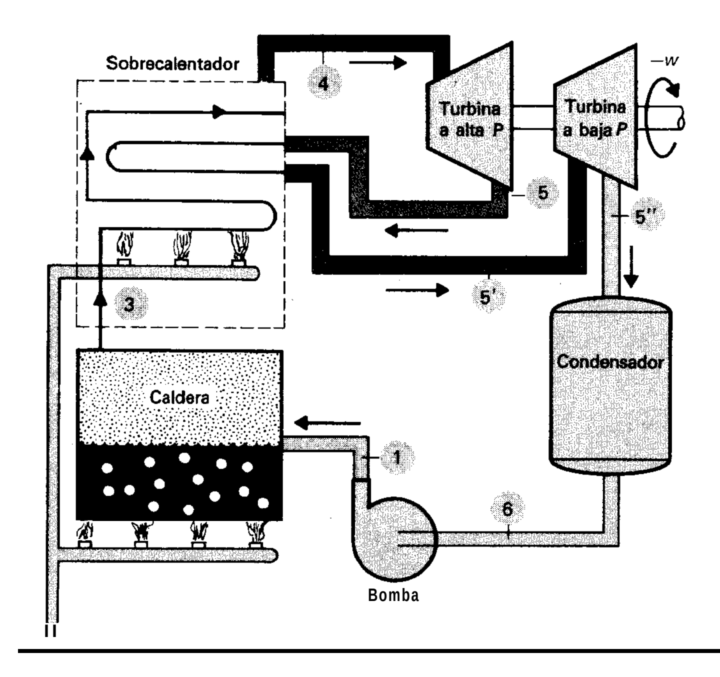


Figura 6.26 Ciclo de Rankine ideal recalentado

se ve que se ha alcanzado (27.4/56.5)100 = 48.5% de la eficiencia de Carnot. La calidad del vapor que sale de la turbina ahora es de 92.37%, mejorando las condiciones para un diseño práctico con respecto al valor de 81.5% en el sistema del ejemplo *6.8.*

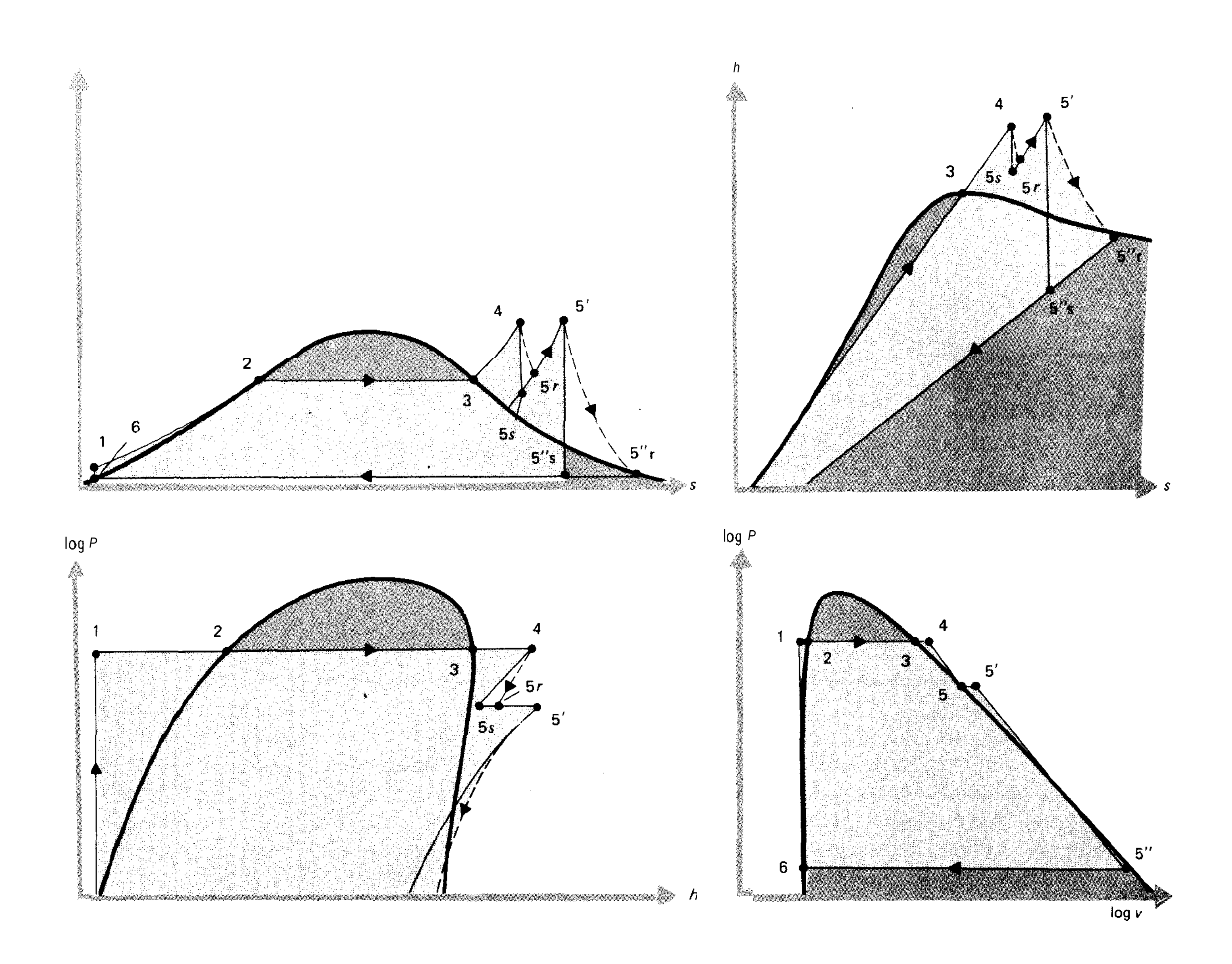
Recalentamiento

Para incrementar aún más la eficiencia del ciclo de Rankine, el vapor que pasa por la turbina puede recalentarse. En la forma más simple, el proceso se realiza como muestra el diagrama del sistema en la figura 6.26. En este caso, se emplean dos etapas en la turbina. Cuando el vapor sale de la etapa de alta presión, se le envía al sobrecalentador a recalentarse antes de regresar a una segunda etapa (baja presión) para una expansión posterior en la turbina. El mayor beneficio del recalentamiento consiste en que la calidad del vapor de agua a la salida de cada etapa de la turbina se mantiene en su valor más alto y se pueden emplear mucho más altas presiones en la caldera.

Ejemplo 6.10

Empleando el sistema básico descrito en el ejemplo 6.9, examine el efecto del recalentamiento sobre la eficiencia del ciclo. Suponga que la presión a la salida de la turbina de alta presión es de 1000 kPa y que el vapor se recalienta hasta la temperatura de sobrecalentamiento original de 400°C. Con el fin de comparar los resultados del ciclo sin recalentamiento, considere también que cada etapa de la turbina tiene una eficiencia del 70%. Dibuje los diagramas P- v, T- s, P- h y h - s.

Diagramas del ciclo



Solución

En la tabla siguiente se presentan los valores de los estados para el ciclo con recalentamiento de este problema. La condición al estado 5 se conoce para el caso isentrópico; la eficiencia de la turbina permite conocer las condiciones reales para la salida de la turbina de alta presión. El resultado de tales cálculos pra P_5 = 1000 kPa y $s_{5,S}$ = 6.7699 kJ/(kg . K) es $h_{5,S}$ = 2865.6 kJ/kg y ${}_4w_{5,S}$ = -348.5 *kJ/kg. Con la eficiencia de la turbina igual al 70%, el trabajo real entregado por la turbina* resulta -244.0 kJ/kg. Las condiciones reales para la turbina de alta presión se encuentran iguales a $h_{5,r}$ = 2970.1 kJ/kg y $s_{5,r}$ = 6.9750 kJ/kg. Esto se indica en la tabla mencionada.

Estado	P, kPa	T, °C	v, m³/kg	h, kJ/kg	s_a, kJ/(kg · K)	x
1s	4000	—	—	—	s_6	—
1r	4000	(250.3)	—	90.6	—	—
2		(250.3)	(0.001251)	(1087.2)	(2.7947)	0.0
3	4000 4000	(250.3)	(0.0499)	(3801.1)	(6.0686)	1.0
4	4000	400	(0.073377)	(3214.1)	(6.7699)	—
5s	1000	—	—	(2865.6)	s_4	—
5r	1000	—		2970.1	(6.9750)	—
5'	1000	400	—	(3262.7)	(7.4633)	- -
5''s	2.34	—	—	—	$s_{5'}$	—
5''r	(2.34)	20	—	2508.5	—	(0.985)
6	(2.34)	20	(0.001002)	(83.9)	(0.2965)	0.0

La transferencia de calor requerida para elevar la temperatura a 400°C, a lo largo de la línea 5r —5', es

$${}_5q_{5'} = h_{5'} - h_{5,r} = 3262.7 - 2970.1 = 292.6 \text{ kJ/kg}$$

Ahora se aplica el cálculo usual de la turbina ideal a la turbina a baja presión y las condiciones reales a la salida de esta turbina, estado 5'' , se calculan de nuevo mediante la eficiencia de la turbina. Se encuentra que el trabajo real entregado por la turbina a baja presión es ${}_{5'}w_{5''}$ = -754.0 *kJ/kg*. Así, los valores energéticos para el ciclo con recalentamiento son

$${}_4w_5 = -244.0 \text{ kJ/kg} = -104.9 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_{5'}w_{5''} = -754.0 \text{ kJ/kg} = -324.2 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_1q_2 = 996.6 \text{ kJ/kg} = 428.5 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_2q_3 = 1713.9 \text{ kJ/kg} = 736.8 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_3q_4 = 413.0 \text{ kJ/kg} = 177.6 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_5q_{5'} = 292.6 \text{ kJ/kg} = 125.8 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_6w_1 = 6.7 \text{ kJ/kg} = 2.9 \text{ Btu/lbm}$$
$$x_{5'',r} = 0.9877$$

El trabajo entregado por las turbinas combinadas resulta igual a 998.0 kJ/kg y la eficiencia del ciclo es

$$\eta_R = -\frac{{}_4w_5 + {}_{5'}w_{5''} + {}_6w_1}{{}_1q_2 + {}_2q_3 + {}_3q_4 + {}_5q_{5'}}$$

$$= \frac{244.0 + 754.0 - 6.7}{996.6 + 1713.9 + 413.0 + 292.6} = 0.290 = 29.0\%$$

Comentarios

La adición del recalentamiento al ciclo ha aumentado la eficiencia respecto al ciclo de Rankine sobrecalentado, de 27.4 a 29.0 %, o a **51.3%** de la eficiencia de

la máquina de Carnot operando entre las temperaturas máxima y mínima del ciclo de vapor. Tal incremento no ocurre siempre; ciertas presiones a la extracción pueden causar realmente una disminución de la eficiencia del ciclo.

El recalentamiento tiene varias ventajas además del posible incremento de la eficiencia. La ventaja principal es que cada etapa de la turbina del sistema trabaja dentro de un intervalo menor de presiones. Es más fácil diseñar esas turbinas individuales para que operen con una alta eficiencia que diseñar una sola turbina con alta eficiencia, que debe manejar el proceso de expansión en su totalidad. En grandes plantas de potencia, se emplean etapas múltiples en las turbinas, con recalentamiento entre cada etapa, lo que aumenta la eficiencia de las turbinas y del ciclo.

La calidad a la salida de las turbinas supera la calidad del 92.4% encontrada a la salida de la turbina del ejemplo 6.9, donde no se incluía el recalentamiento.

Regeneración

Como ya se dijo antes, la eficiencia del ciclo de Rankine es menor que la eficiencia correspondiente de la máquina de Carnot debido a diferentes razones; una de las mayores desviaciones se debe a la energía que se agrega a la fase líquida para que el fluido de trabajo frío que sale de- la bomba llegue a la temperatura de saturación. Una transferencia de calor adicional tiene lugar en la caldera a las condiciones de saturación. El calor transferido al líquido que sale del condensador y de la bomba tiene lugar dentro de un amplio intervalo de temperaturas. Por consiguiente, una gran parte de la adición de calor ocurre siempre en condiciones diferentes a las isotérmicas y, por ende, no puede alcanzarse la eficiencia de Carnot.

Sin embargo, es posible emplear parte de la energía transportada por el fluido de trabajo que sale de la caldera para calentar la fase líquida. Así, una *fracción* grande del calor agregado al fluido de trabajo desde las fuentes externas se añade durante la vaporización en la caldera, que tiene lugar a condiciones isotérmicas. Diferentes métodos que emplean la energía de una parte del ciclo para agregarla a otra porción reciben el nombre de *regeneración.* Ya se estudiaron algunas aplicaciones de este concepto a los ciclos de Stirling, de Ericsson y de Brayton.

En el ciclo de Rankine, la única energía disponible a temperaturas que permiten una transferencia de calor al líquido que entra o sale del condensador proviene del vapor que pasa por la turbina. Examínese el caso ideal, doñde del vapor de la turbina se extrae exactamente la energía suficiente para precalentar completamente el fluido de trabajo desde las condiciones a la salida del condensador hasta líquido saturado a la presión de la caldera. En tal caso, todo el calor transferido al ciclo (si no hay sobrecalentamiento) tiene lugar isotérmicamente; si además todos los componentes del sistemas se consideran reversibles, el ciclo de Rankine tiene la misma eficiencia del ciclo de Carnot.

Un método factible consiste en tomar el fluido de trabajo que sale del condensador y bombearlo a canales de enfriamiento en la turbina, en forma tal que tenga lugar una transferencia de calor reversible (Fig. 6.27). El diagrama $T - s$ para tal proceso se muestra en la figura 6.28.

Los cambios de temperatura y de entropía del vapor y del líquido regenerado que pasan por la turbina deben conducir al mismo proceso de transferencia de calor

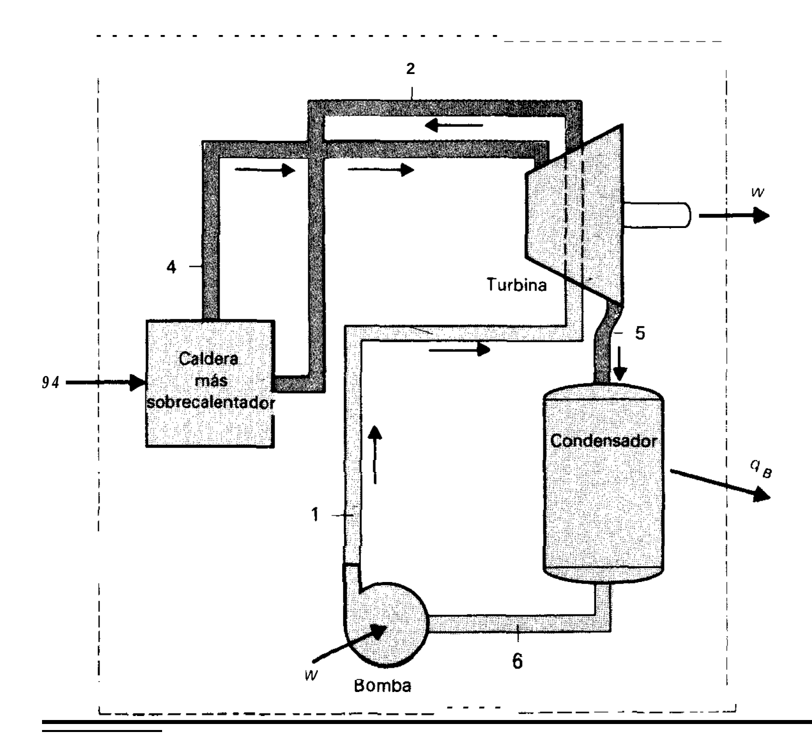


Figura 6.27 **Ciclo de Rankine con regeneración ideal.**

reversible. De esto se sigue que el calor transferido por el vapor en la turbina (área bajo 4-5) es exactamente igual a la energía que gana el líquido (área bajo 1-2). La transferencia de calor en la caldera hacia el fluido de trabajo ocurre isotérmicamente a T_{sat}, a excepción de la región de sobrecalentamiento, puesto que todo el precalentamiento del fluido se hizo en forma regenerativa.

Así pues, dado que el rechazo de calor en el condensador también es un proceso isotérmico, la eficiencia del ciclo se aproxima a la eficiencia de Carnot. Cuando no existe sobrecalentamiento, la eficiencia de este ciclo idealizado es igual a la eficiencia de Carnot.

La naturaleza no es tan condescendiente como para permitir que tal proceso sea factible en aplicaciones reales. No es posible diseñar turbinas tales que el proceso de transferencia de calor sea realmente reversible; en la práctica, la transferencia de ca-

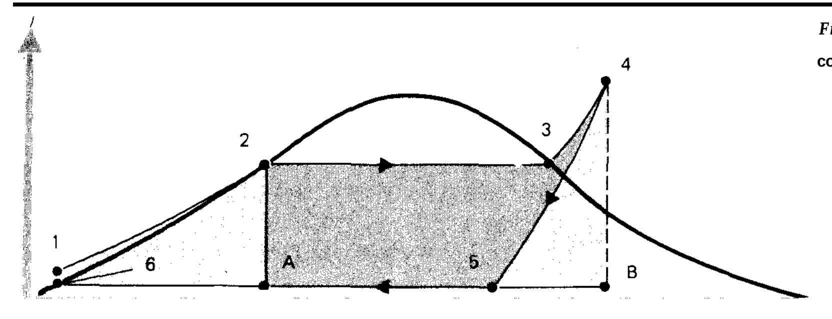


Figura 6.28 **Diagrama *T-s* de un ciclo de Rankine con regeneración ideal.**

lor al agua de alimentación es externa a la turbina. Generalmente sólo una parte del vapor de la turbina se extrae a presiones diferentes en uno o más sitios de diversas etapas de la turbina, y se pasa por uno *o* más ***calentadores del agua de alimentación,*** como se ve en la figura 6.29. Si se emplease todo el vapor, la calidad de la mezcla vapor-líquido que sale de la turbina se reduciría considerablemente en la regeneración, lo cual es un efecto indeseable, como ya se puntualizó con anterioridad.

Tipos de calentadores del agua de alimentación

El tipo de calentador del agua de alimentación que presenta la figura 6.29 recibe el nombre de calentador ***cerrado,*** en este caso, el vapor de la extracción no está en contacto directo con el líquido que sale de la bomba, sino que se condensa en las superficies externas de los tubos que transportan el agua que sale de la bomba. El condensado simplemente se bombea de regreso a la entrada del condensador y se mezcla con el vapor que sale de la turbina, lo que disminuye ligeramente la transferencia de calor que requiere el condensador.

En algunos calentadores del agua de alimentación, el vapor extraído (sangrado) se mezcla directamente con el agua que sale de la bomba y se incorpora a la corriente de entrada a la caldera. Tal sistema recibe el nombre de ***calentador del agua***

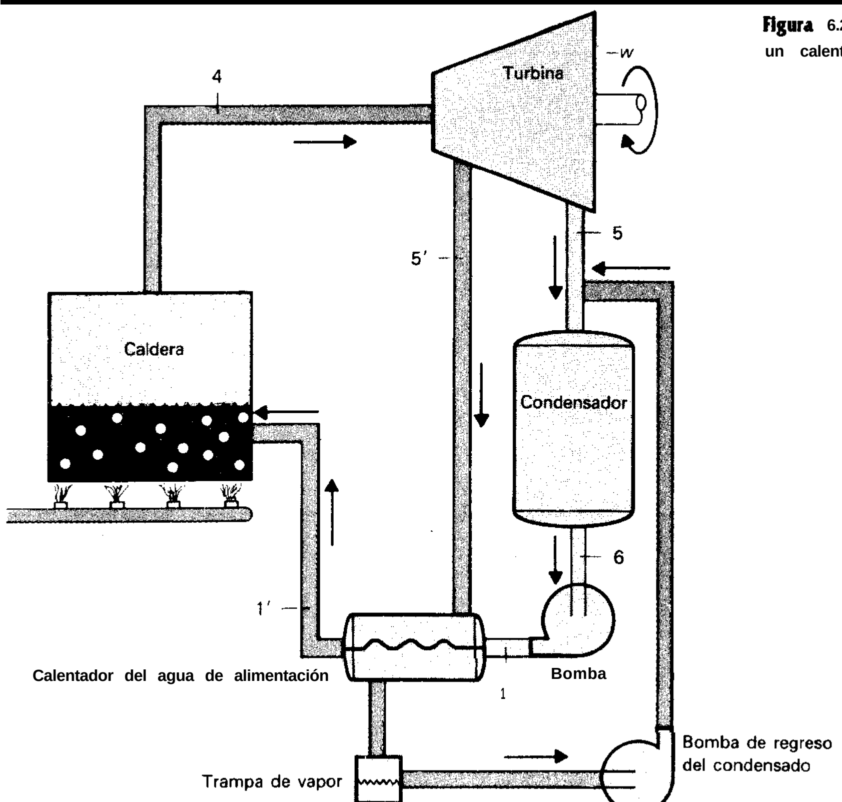


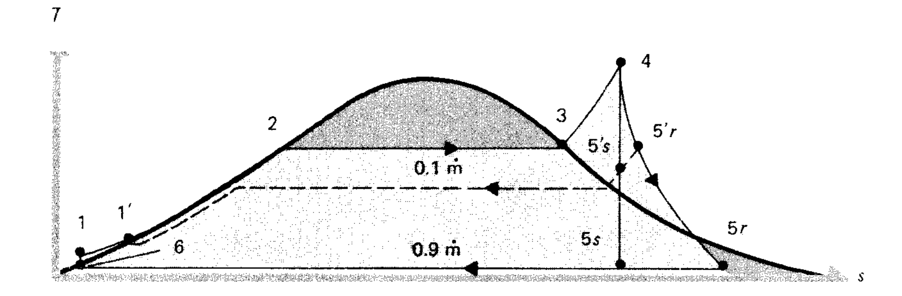
Figura 6.29 Ciclo Rankine con regeneración mediante un calentador del agua de alimentación.

de alimentación abierto. Estos calentadores ofrecen la ventaja de que el aire o algunos otros gases disueltos generalmente se expulsan de la corriente de alimentación debido al proceso de calentamiento, y se retiran con una bomba apropiada. Remover los gases inertes ayuda al trabajo del condensador y reduce la corrosión en el sistema.

Ejemplo 6.11

El ciclo de Rankine **con** sobrecalentamiento del ejemplo 6.9 se modifica por la adición de un calentador cerrado del agua de alimentación. En la turbina, por 1 kg de masa que entra a ésta, se extrae 0.1 kg a 1000 kPa y se envía al calentador cerrado del agua de alimentación. Considere que la turbina tiene una eficiencia del 70% a cualquier presión. Encuentre la eficiencia del ciclo y compárela con la eficiencia del ciclo sin regeneración.

Diagrama del ciclo



Solución

Para el sistema presentado en la figura 6.29, el flujo de la extracción corresponde a la línea punteada 5' *r* - 1' en el diagrama *T* - *s*. La línea 1 - 2 - 3 - 4 - 5' *r* - 5*r* - 6 - 1 muestra el flujo principal por la turbina y el resto del ciclo de Rankine. El flujo global sigue la trayectoria 1' - 2 - 3 -4 - 5'. Véase la tabla a continuación.

El trabajo entregado por la turbina entre los estados ***5' y 5 por unidad de musa del fluido que pasa por la caldera (m, = 0.9 m_4) es***

$$_{5'}w_5 = 0.9(h_{5'r} - h_{,,}) = 0.9(235\,1.7 \quad 2970.1) = \quad 556.6 \text{ kJ/kg}$$

Ahora se necesita encontrar la entalpía del agua de alimentación al estado 1', para así determinar la transferencia de calor requerida para llevar esta agua de alimentación a la saturación, ${}_1q_2$. Esto se hace escribiendo la primera ley para el calentador del agua de alimentación y considerando que el agua de alimentación a la salida, que se dirige a la caldera alcanza la misma temperatura del vapor ya condensado de la extracción, lo que es una idealización. Para el calentador del agua de alimentación adiabático, se obtiene:

$$\dot{m}_{5'}(h_{5'r} - h_{1'}) = \dot{m}_1(h_{1'} - h_,)$$

Estado	P, kPa	T, °C	v, m³/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)	X
1	4000	—	—	90.6		
1'	4000		—			—
2	4000	(250.3)	(0.001251)	(1087.2)	(2.7947)	0.0
3	4000	(250.3)	(0.0499)	(2801.1)	(6.0686)	1.0
4	4000	400	(0.073377)	(3214.1)	(6.7699)	—
5'	1000	—	—	(2865.6)	s_4	—
5'r	1000	—	—		(6.9750)	—
5s	2.34	(20)	—	2970.1—	s_4	
5r	2.34	(20)	—	2351.7		(0.9237)
6	(2.34)	20	(0.001002)	(83.9)	(0.2965)	0.0

0

$$h_{1'} = \frac{0.1 h_{5'r} + h_1}{1.1} = \frac{(0.1)2970.1 + 90.6}{1.1} = 352.4 \text{ kJ/kg}$$

Y

$${}_{1'}q_2 = h_2 - h_{1'} = 1087.2 - 352.4 = 734.8 \text{ kJ/kg}$$

Los valores energéticos ahora resultan (por unidad de masa que fluye por la caldera)

$${}_4w_{5'} = -244.0 \text{ kJ/kg} = -104.9 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_{5'}w_5 = -556.6 \text{ kJ/kg} = -239.3 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_{1'}q_2 = 734.8 \text{ kJ/kg} = 315.9 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_2q_3 = 1713.9 \text{ kJ/kg} = 736.8 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_3q_4 = 413.0 \text{ kJ/kg} = 177.6 \text{ Btu/lbm}$$
$${}_6w_1 = 6.7 \text{ kJ/kg} = 2.9 \text{ Btu/lbm}$$
$$x_{5,r} = 0.9237$$

Por tanto, la eficiencia del ciclo es

$$\eta_{R,} = -\frac{{}_4w_{5'} + {}_{5'}w_5 + {}_6w_1}{{}_{1'}q_2 + {}_2q_3 + {}_3q_4}$$
$$= \frac{244.0 + 556.6 - 6.7}{734.8 + 1713.9 + 413.0} = 0.277 = 27.7\%$$

A cotejar con el 27.4% del ciclo con sobrecalentamiento pero sin regeneración.

Comentarios

¿Resulta razonable destinar a la regeneración el 10% del flujo global? La cantidad depende de otras condiciones en el ciclo, tales como la presión de la caldera y la temperatura del condensador; el flujo de la extracción se encuentra con frecuencia al especificar las condiciones de salida deseadas en el calentador del agua de alimentación. Obsérvese que la calidad a la salida de la turbina es bastante baja. Por lo general, resulta ventajoso combinar recalentamiento con regeneración para evitar una baja calidad a la salida de la turbina.

Otras ineficiencias del ciclo de Rankine

Generalmente el ciclo de Rankine no alcanza las eficiencias predichas por los ejemplos que se han presentado. Si bien los ejemplos incluyen las eficiencias de la turbina y de la bomba, tomando en cuenta así muchas pérdidas reales en el ciclo de Rankine, se han dejado a un lado otros factores importantes. Por ejemplo, es difícil diseñar un condensador que produzca líquido saturado a la salida. Los condensadores reales se diseñan para subenfriar el líquido por lo tanto, es posible que el sistema opere en condiciones fuera del diseño, sin el escape de vapor por el condensador y sin tener un líquido casi saturado a la entrada de la bomba. Cuando esto último se permite se puede destruir la bomba por *cavitación*, un efecto debido a la ebullición y recondensación en puntos de baja presión en el impulsor de la bomba, erosionando rápidamente dicho impulsor.

Ineficiencias adicionales se deben a las pérdidas por fricción al bombear el fluido de trabajo por el ciclo, a las pérdidas de calor hacia los alrededores en los componentes del sistema a temperatura elevada, a la operación ineficiente del condensador debido a filtraciones de aire dentro de dicho condensador, ya que se encuentra a presión por abajo de la atmosférica y a los requerimientos de energía para la operación del equipo auxiliar, por ejemplo en los ventiladores de aire para la combustión y de otro tipo.

Otras modificaciones al ciclo de Rankine

Las plantas de potencia modernas que operan con ciclos de Rankine emplean tanto recalentamiento como regeneración y una presión tan alta como la permitan el diseño mecánico y las propiedades de los materiales. Algunos ciclos de vapor actuales se han diseñado para operar a presiones arriba del punto crítico. La figura 6.30 presenta el diagrama de uh ciclo en una planta de potencia empleando recalentamiento y regeneración.

También debe prestarse cierta atención a los ciclos combinados de varios tipos. Por ejemplo, cuando la energía rechazada por la máquina de Brayton (turbina de gas) se emplea como fuente de energía para la máquina de Rankine, cierta fracción de la energía rechazada por la turbina de gas se recupera como trabajo útil. La energía rechazada por un ciclo de Rankine bien diseñado que emplea vapor de agua para generar potencia está generalmente a tan baja temperatura que su utilidad para impulsar otro ciclo es limitada. Sin embargo, si se aumenta la temperatura del calor rechazado y se baja la potencia entregada, el calor de desecho se puede emplear en calefacción, en una planta de vapor o en alguna otra aplicación a baja temperatura. Estos ciclos combinados de calor y potencia reciben el nombre de sistemas de *cogeneración*. La economía de tales sistemas depende del uso particular y del valor del calor rechazado.

6.4 Ciclos de combustión interna

Ahora se regresará al estudio de los ciclos de aire estándar y se enfocará la atención en los ciclos que reciben energía por la combustión de un combustible dentro de la máquina. En su versión de aire estándar, tales máquinas se tratan como si la energía proviniese de una fuente externa. Por consiguiente, el proceso de adición de calor

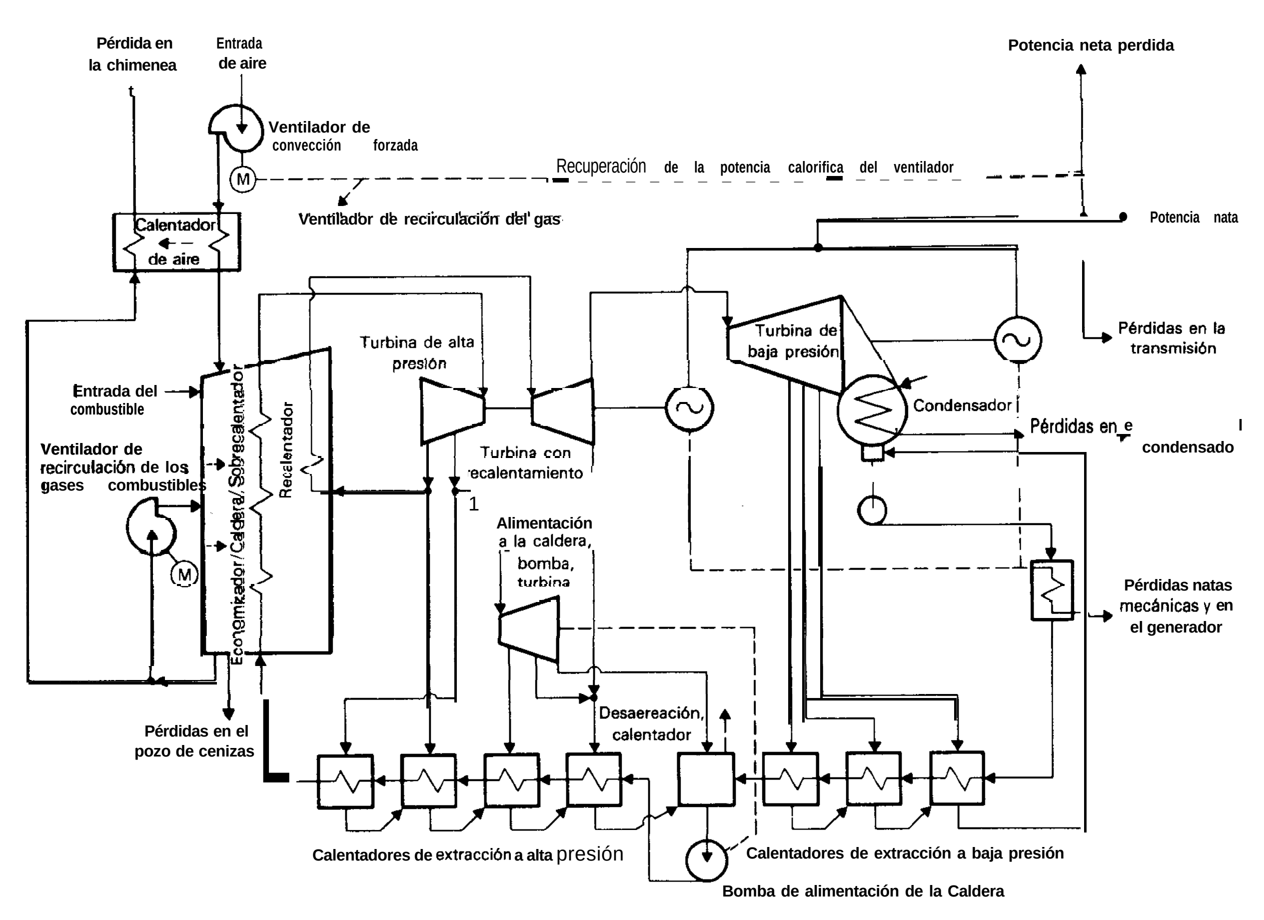


Figura 6.30 Ciclo de Rankine impulsado por combustible fósil. con recalentamiento simple y regeneración en ocho etapas, para el vapor de agua P = 24.2 MPa (3515 psia); T = 538 °C (1000 °F). Tomado de Steam, Its Generation and Use. 39th ed.. Babcock and Wilcox Company. 1978, usado con autorización

se asemeja a alguno de los modelos tratados previamente; por ejemplo, a temperatura constante, volumen constante, etc.

6.4.1 Ciclo Brayton (Combustión interna)

Cuando la energía que se agrega al fluido de trabajo de un ciclo de Brayton se debe a la combustión en lugar de a una tranferencia de calor en un intercambiador, el análisis del ciclo de aire estándar realmente no difiere del que se mostró en las figuras 6.13 a 6.15. Sin embargo, ahora el ciclo debe manejarse como un ciclo abierto.

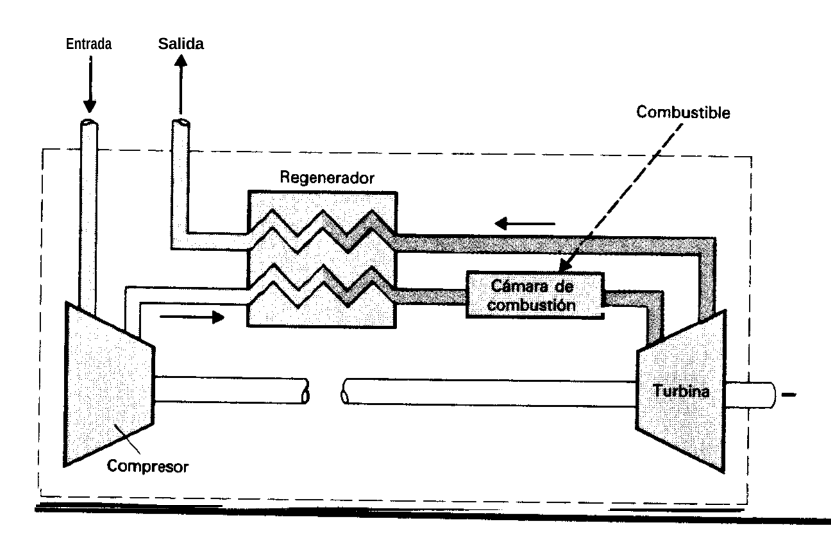


Figura 6.31 Versión del ciclo de Brayton. E Combustión interna.

El fluido de trabajo se cambia en cada ciclo, los gases del escape se expulsan y un nuevo oxidante se introduce para que se produzca una nueva combustión. Además, los equipos para llevar a cabo todo el ciclo son muy diferentes a los del ciclo cerrado. La figura 6.31 presenta el ejemplo de una configuración posible de este sistema.

El ciclo de Brayton abierto con combustión interna se emplea para analizar las turbinas de gas. La mayoría de las máquinas de Brayton estacionarias (terrestres) se diseñan para que la entrega de trabajo por la turbina sea máxima y, por ende, exceda al trabajo requerido por el compresor. El trabajo de eje excedente se emplea, por ejemplo, para impulsar un generador eléctrico o el compresor en una tubería. La energía total de los gases que salen de la turbina se minimiza para que la entrega de trabajo sea máxima.

Otro diseño posible es hacer ***máxima*** la energía de los gases de escape, tomando únicamente la energía suficiente para que el trabajo de la turbina sea justamente igual al necesario para impulsar el compresor. La energía que queda en los gases de escape se emplea para propulsión, generalmente arrojando los gases por una tobera de reacción. Un término medio entre el diseño de la máquina de propulsión y la turbina de una planta estacionaria está representado por el turboreactor. Esta maquina emplea gran parte de la energía de los gases calientes de la cámara de combustión para el trabajo de la turbina, para girar una hélice, así como para impulsar el compresor, pero también utiliza la energía remanente de los gases de escape para proporcionar un empuje adicional.

Es posible emplear la regeneración, el recalentamiento y el enfriamiento intermedio en las máquinas de Brayton de combustión interna estacionarias, como se estudió en la sección 6.2.4. Esas técnicas para mejorar la eficiencia también pueden aplicarse a las turbinas de propulsión, pero el aumento en la complejidad y en el peso requiere de un cuidadoso análisis que asegure un beneficio neto.

6.4.2 Ciclo de Otto de aire estándar

El ciclo de Otto es una idealización del ciclo que emplean las máquinas de gasolina, aunque su uso original fue en las máquinas que utilizaban gas natural o algún otro combustible gaseoso. El ciclo de Otto de aire estándar se desvía sustancialmente del ciclo práctico real, pero aun así resulta instructivo examinar el ciclo ideal.

La figura 6.32 presenta el diagrama $P - v$ del llamado ciclo de Otto de dos tiempos que emplean muchas pequeñas máquinas de gasolina, en tanto que las figuras 6.33 y 6.34 corresponden a los diagramas $T - s$ y $P - h$. En estos diagramas, el pistón empieza el movimiento de compresión en el estado 1, considerado como un proceso de compresión isentrópica, que se continúa hasta que el pistón llega al límite de su carrera en el punto 2. Se supone que el proceso de combustión tiene lugar instantáneamente y se modela como un incremento de la presión por adición de calor a volumen constante hasta el estado 3. El pistón comienza la carrera de potencia, de nuevo isentrópicamente, y la expansión continúa hasta el punto 4, donde el pistón llega al límite de su carrera. Se abre la válvula de escape reduciendo la presión instantáneamente hasta el estado 1, en tanto que el volumen del cilindro permanece constante. El proceso se modela como un rechazo de calor a volumen constante. Se supone que la carga de aire y combustible entra al cilindro en el estado 1 para el siguiente ciclo y los procesos se repiten.

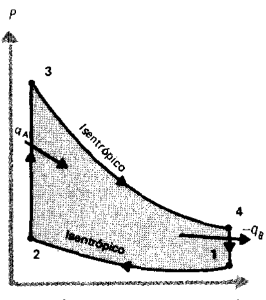
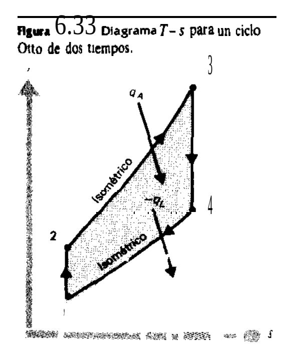


Figura 6.32 Diagrama $P - v$ para un ciclo Otto de dos tiempos.

En el ciclo de aire estándar de cuatro tiempos, mostrado en la figura 6.35, el pistón comprime el fluido de trabajo desde el estado 1 hasta que llega al punto muerto superior, estado 2; entonces la combustión tiene lugar instantáneamente. La presión aumenta a volumen constante hasta el punto 3. Luego el pistón permite una expansión isentrópica en la carrera de potencia hasta el punto 4, tal como en la máquina de dos tiempos. Ahora, se abre la válvula de escape y la presión cae a volumen constante hasta el estado 1. El pistón inicia su carrera de ascenso, expulsando del cilindro los productos de combustión. Esta carrera de escape o "barrido" tiene lugar esencialmente a presión constante entre los estados 1 y 1'. En el punto muerto inferior, la válvula de escape se cierra y se abre la válvula de admisión. Ahora el pistón desciende de nuevo a una presión constante y se admite una nueva carga de combustible sin quemar y de aire dentro del cilindro en la carrera de admisión entre los estados 1' y 1. Debe observarse, como indica el diagrama $P - v$, que no hay trabajó neto en la combinación de las carreras de admisión y de expulsión. La válvula de admisión se cierra en el estado 1 y el pistón inicia la carrera ascendente de compresión hasta el estado 2, continuando el ciclo.

Figura 6.33 Diagrama $T - s$ para un ciclo Otto de dos tiempos.



La eficiencia del ciclo Otto de aire estándar ideal, *sea* de dos o de cuatro tiempos, se encuentra fácilmente por

$$\eta_O = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|}$$

$$= 1 - \frac{mc_v(T_4 - T_1)}{mc_v(T_3 - T_2)}$$

Para los procesos isentrópicos,

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{T_1}{T_2}$$

y sustituyendo la relación resultante de las temperaturas en la ecuación de la eficiencia se obtiene

$$\eta_O = 1 - \frac{T_4}{T_3} = 1 - \left(\frac{v_3}{v_4}\right. \qquad (6.16)$$

donde r_v es la relación de compresión v_4/v_3.

Así pues, la eficiencia del ciclo de Otto de aire estándar ideal (sea de dos o de cuatro tiempos, puesto que las dos carreras adicionales en el ciclo de cuatro tiempos no cambian la termodinámica del ciclo de aire estándar ideal) depende únicamente de la relación de compresión de la máquina.

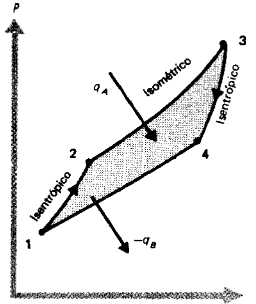


Figura 6.34 Diagrama $P-h$ para un ciclo de Otto de dos tiempos.

6.4.3 Ciclo de Diesel de aire estándar

El ciclo de Diesel es un intento para lograr una eficiencia lo más afín posible a la de Carnot en una maquina de combustión interna. De nuevo, el ciclo real difiere considerablemente del comportamiento predicho por la versión de aire estándar.

La figura 6.36 presenta el diagrama $P-v$ para el ciclo de Diesel de aire estándar ideal. Al estado 1, el pistón inicia una compresión isentrópica del aire de combustión y continúa hasta el estado 2. En el estado 2 el combustible se inyecta en el aire. Cuando se emplea una relación de compresión suficientemente alta, la temperatura del aire comprimido es lo bastante elevada como para que el combustible se encienda sin necesidad de una fuente de encendido exterior. Se considera que el proceso de ignición tiene lugar con una rapidez tal que la energía añadida al cilindro es suficiente para mantener la presión en el cilindro constante en tanto que el pistón se mueve hasta que se alcanza el estado 3. Se supone que el proceso de combustión termina en este punto y la expansión continúa como un proceso isentrópico hasta el punto 4. Se abre la válvula de escape y la presión cae hasta las condiciones iniciales del estado 1. Si se emplea el ciclo de cuatro tiempos, entonces los procesos de barrido o de admisión tienen lugar entre los estados 1 y 1', a una presión esencialmente constante.

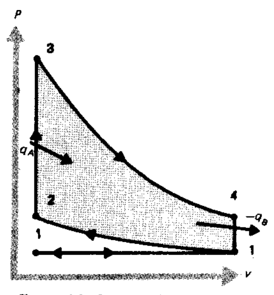


Figura 6.35 Diagrama $P-v$ para un ciclo de Otto de cuatro tiempos.

La eficiencia del ciclo de Diesel es

$$\eta_D = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_P(T_3 - T_2)} \qquad (6.17)$$

Observando de $k = c_p/c_v$ y acomodando los términos, se obtiene

$$\eta_D = 1 - \frac{T_1}{kT_2}\frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1} \qquad (6.18)$$

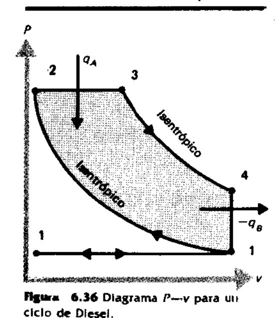


Figura 6.36 Diagrama $P-v$ para un ciclo de Diesel.

Si la relación de compresión v_1/v_2 se representa por r_1, en tanto que la relación de expansión v_4/v_3 se indica con r_2, entonces la eficiencia del ciclo de Diesel de aire, estándar ideal se escribe como

$$\eta_D = 1 - \left(\frac{1}{r_1}\right)^{k-1}\frac{1}{k}\frac{(r_1/r_2)^k - 1}{r_1/r_2 - 1} \qquad (6.19)$$

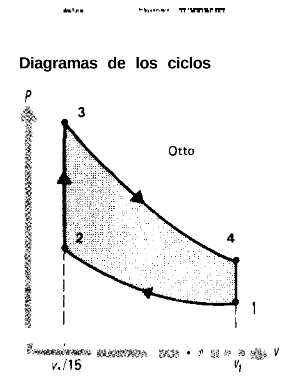
La relación de compresión del ciclo de Diesel siempre es mayor que la relación de expansión (véase la figura 6.36). Por lo tanto, para una relación de compresión

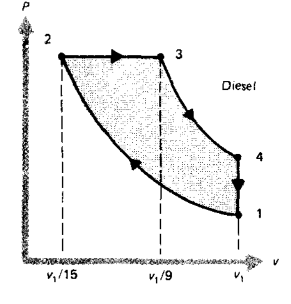
r_1 la máquina de Diesel siempre tiene una eficiencia más baja que la máquina de Otto operando con esa misma relación de compresión. Entre más se aproxima el valor de r_2 al de r_1, más se asemeja la eficiencia de la máquina de Diesel a la de Otto.

Ejemplo 6.12

Compare la eficiencia de una máquina de Otto con la eficiencia de una de Diesel, cada una operando con una relación de compresión de 15. Tome el estado al inicio de cada carrera de compresión como 1 atm y 70°F y considere que la máquina de Diesel tiene una relación de expansión de 9.

Diagramas de los ciclos





Solución

Para el ciclo de Otto, la eficiencia queda simplemente

$$\eta_O = 1 - \frac{1}{(15)^{k-1}} = 1 - \frac{1}{15^{0.4}} = 0.661 = 66.1\%$$

de la ecuación (6.16). Para el ciclo de Diesel, la eficiencia está dada por la ecuación (6.19) como

$$\eta_D = 1 - \left(\frac{1}{15}\right)^{0.4}\left(\frac{1}{1.4}\right)\frac{(\frac{15}{9})^{1.4} - 1}{\frac{15}{9} - 1}$$
$$= 0.621 = 62.1\%$$

Comentarios

Si se supone que la máquina de Diesel es más eficiente en la práctica que otras máquinas de combustión interna, ¿por qué resulta su eficiencia menor que la de la máquina de Otto para las condiciones dadas? Parte de la respuesta se refiere a que la máquina Otto no opera con una relación de compresión tan alta, ya que la elevación de la temperatura durante la compresión de la mezcla combustible-aire haría que ésta se encendiese antes de la llegada del pistón al límite de su carrera. Esta ignición anticipada (golpeteo) dañaría la máquina. En la máquina de Diesel este problema no se presenta puesto que sólo se comprime el aire y el combustible se inyecta después de que ha tenido lugar la compresión. Por tanto, la máquina de Diesel se puede operar a una relación de compresión tal que su eficiencia sea mejor que la de las máquinas de Otto, que tienen una relación de compresión limitada en la práctica.

6.5 Ciclos de rehigernción, de acondicionamiento de aire y de bombas de calor

Es posible realizar una transferencia de calor desde un depósito a baja temperatura hasta otro que se encuentra a una temperatura mayor si se realiza un trabajo sobre el sistema. Los acondicionadores de aire domésticos comunes y las bombas de calor trabajan llevando a cabo este enunciado de la segunda ley en un mecanismo práctico que emplea un ***ciclo de compresión de vapor.*** Al combinar una máquina térmica con un ciclo de compresión de vapor, se utiliza el calor transferido como la energía que

impulsa a la máquina térmica, que a su vez activa el ciclo de compresión de vapor. De esta forma, la transferencia de calor, en lugar del trabajo, se emplea para proporcionar la energía que mueve el ciclo. También son posibles otros métodos que produzcan un enfriamiento a partir de un aporte de energía; algunos de ellos se estudiarán en esta sección.

Los sistemas que enfrían y deshumidifican el aire para estructuras comerciales o domésticas reciben el nombre de ***acondicionadores de aire;*** aquellos que proporcionan agua fría o algún otro líquido frío comúnmente se llaman ***enfriadores.*** Los sistemas que calientan un local mediante la transferencia de calor desde un depósito a baja temperatura y emplean un ciclo para proporcionar la transferencia de calor a la temperatura deseada se denominan ***bombas de calor.***

6.5.1 Coeficiente de operación para acondicionadores de aire y enfriadores

El ***coeficiente de operación*** **(COP)** corresponde a la medida del funcionamiento de los sistemas de acondicionamiento de aire y de enfriamiento. En la sección 5.11 se definió el COP como la relación entre la energía retirada de los alrededores en la forma de transferencia de calor (realizando el enfriamiento) y la entrada de energía. La energía que entra al sistema, E_{en}, puede hacerlo bajo la forma de trabajo o de calor transferido e incluye la energía necesaria para impulsar todo el equipo auxiliar, tal como ventiladores, bombas, calentadores de respaldo, etc. Por tanto, la definición queda

$$\text{COP} = \frac{|q_B|}{|E_{en}|} \tag{6.20}$$

En los Estados Unidos de Norteamérica se emplea una definición afín que es la ***relación de la eficiencia energética*** **(REE),** que simplemente corresponde al COP expresado en unidades mezcladas de Btu por hora de enfriamiento por watt de energía suministrada, de donde resulta la relación REE = 3.41 x COP. Cuanto mayor es el COP o el REE, del sistema, mejor es su eficiencia.

La capacidad de enfriamiento del sistema de acondicionamiento de aire con frecuencia se expresa en toneladas. Una tonenlada es la rapidez de enfriamiento necesaria para congelar 1 tonelada corta (2000 lbm) de agua en un día, lo que equivale a 12000 Btu/h o a 3.517 kW.

Para un ciclo de refrigeración o de acondicionamiento de aire reversible, que retira energía del depósito a baja temperatura T_B y rechaza energía al depósito a temperatura elevada T_A ,

$$(\text{COP})_{rev} = \frac{|q_B|}{|E_{en}|} = \frac{|q_B|}{|q_A| - |q_B|} = \frac{1}{T_A/T_B - 1} \tag{6.21}$$

que corresponde al COP ideal del ciclo de Carnot inverso. Todos los sistemas reales operando entre depósitos a temperatura constante deben tener COP menores que el valor predicho por la ecuación (6.21).

Bombas de calor

Otro empleo de los ciclos descritos anteriormente consiste en tomar la energía desde una fuente a baja temperatura y hacerla disponible a una temperatura más elevada mediante la entrega de trabajo al ciclo. En muchos casos, el trabajo entregado representa sólo una pequeña fracción de la energía disponible a la temperatura elevada, la energía faltante se extrae desde el recipiente a baja temperatura. De nuevo, el valor representativo para tales sistemas, llamados bombas ***de calor,*** recibe el nombre de COP,,. Sin embargo, la definición ahora se ha cambiado a la relación entre la energía rechazada en la forma de transferencia de calor al depósito a temperatura elevada y la energía que se entrega al ciclo en forma de trabajo, o sea

$$COP_{BC} = \frac{|q_A|}{|w|} \tag{6.22}$$

Como se vio en la sección 5. ll, para el ciclo reversible de una bomba de calor

$$COP_{BC,\,rev} = \frac{|q_A|}{|q_A| - |q_B|} = \frac{1}{1 - T_B/T_A} \tag{6.23}$$

que representa el límite superior para los sistemas reales de las bombas de calor.

6.5.2 Sistemas de compresión de vapor

El método más común para realizar un acondicionamiento de aire o un enfriamiento, así como un efecto de calentamiento (mediante las bombas de calor), probablemente es el ciclo por compresión de vapor. En primer lugar se va a describir el uso del ciclo de acondicionamiento de aire y de enfriamiento.

La figura 6.37 presenta el equipo del ciclo, en tanto que en las figuras 6.38 y 6.39 se encuentran los diagramas ***P-h*** y ***T-s***. En este ciclo, el fluido de trabajo está inicialmente saturado o es un vapor ligeramente sobrecalentado a presiones relativamente bajas (estado 1); luego se le comprime hasta una presión elevada (estado 2),

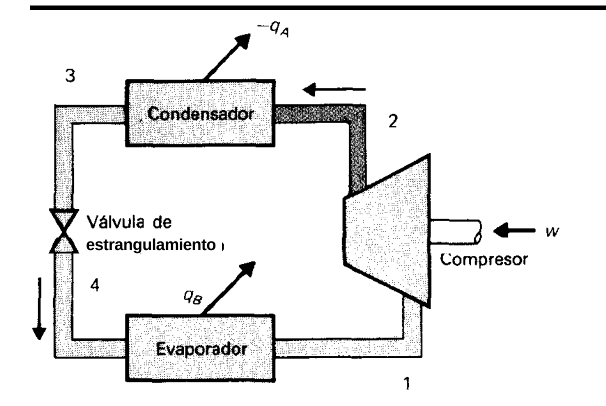


Figura 6.37 Ciclo de aire acondicionado por compresión de vapor.

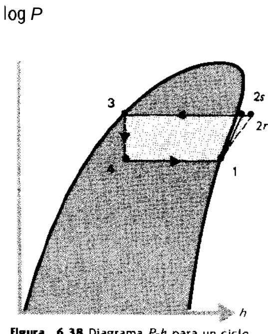


Figura 6.38 Diagrama *P-h* para un ciclo por compresión de vapor.

donde se condensa a líquido saturado o ligeramente subenfriado (estado 3). La condensación tiene lugar ya sea por pérdida de calor hacia los alrededores, cuando la temperatura de saturación del vapor que se condensa es mayor que la de los alrededores, ya sea por el empleo de torres de enfriamiento que representan un sumidero de calor a baja temperatura. El líquido condensado se expande adiabáticamente en una válvula de estrangulamiento hasta la presión baja (estado 4), donde se vuelve una mezcla de líquido y vapor saturados cuya calidad es baja. Su temperatura de saturación a esta presión es baja y el calor transferido desde los alrededores puede emplearse para evaporar la fracción líquida, realizando así el efecto de enfriamiento y dejando al fluido de trabajo en el estado inicial 1. El vapor saturado o ligeramente sobrecalentado resultante se alimenta al compresor, completando el ciclo.

El fluido de trabajo para este ciclo se elige en forma que el rechazo de calor en el condensador tenga lugar a presiones que se obtengan mediante compresores económicos y que la temperatura en el evaporador sea fácilmente compatible con la presión de entrada al compresor, permitiendo una transferencia de calor eficiente de los alrededores. Para acondicionamiento de aire residencial y comercial, varios hidrocarburos fluorados tienen las propiedades necesarias; cuando se requieren temperaturas más bajas, como en el equipo de congelación comercial, es frecuente emplear el amoniaco.

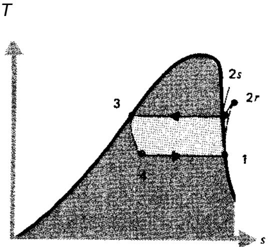


Figura 6.39 Diagrama *T–s* para un ciclo por compresión de vapor.

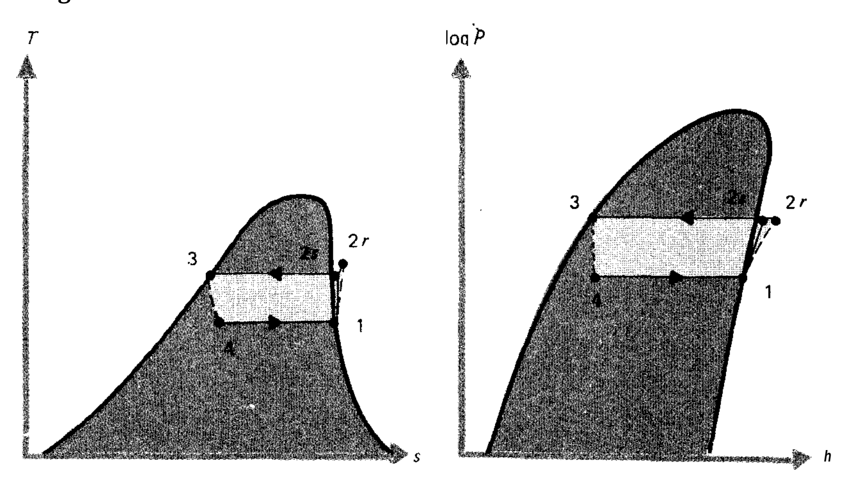
El ciclo por compresión de vapor para una bomba de calor corresponde exactamente al que presentan las figuras 6.37 a 6.39; únicamente el objetivo del ciclo ha variado. Ahora el evaporador se coloca en el exterior desde donde se transfiere calor al fluido de trabajo a las temperaturas ambientales (es decir, hay transferencia de calor desde el ambiente). El evaporador puede colocarse junto con cualquier fuente de energía que esté a una temperatura inferior a la deseada por el ciclo. En sistemas de calentamiento doméstico, la transferencia de calor puede obtenerse desde el aire exterior (una bomba de calor con *fuente de aire)* o desde un cuerpo de agua conveniente, como un lago, río o pozo (una bomba de calor con *fuente de* agua). El condensador se coloca donde se va a emplear el calor rechazado a la temperatura elevada del ciclo. Esto puede ser la residencia que requiere la calenfacción o el intercambiador de calor en un proceso industrial,

---

Ejemplo 6.13

Encuentre el COP para un ciclo por compresión de vapor que emplea refrigerante 12 como fluido de trabajo. Se desea que opere con una temperatura en el evaporador de 50°F y una temperatura en el condensador igual a 100°F. La eficiencia del compresor es del 65%.

Diagramas del ciclo



Solución

Supóngase que el vapor que entra al compresor está saturado. Para cada estado se conocen dos propiedades. Ahora, empleando la eficiencia del compresor, se calculan todas las propiedades del estado 2. Para la expansión adiabática entre los estados 3 y 4, la primera ley indica que la entalpía permanece constante. Este hecho se emplea, junto con la temperatura final conocida, para calcular todas las propiedades del estado 4. De estos cálculos resulta

Estado	P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)	x
1	(61.4)	50	(0.65569)	(82.452)	(0.16548)	1.0
2s	131.8	—	--	87.77	s_1	—
						—
3r	(131.8)	(100.4)	(0.012692)	(31.168)	(0.06362)	0.0
4	(61.4)	50	(0.13091)	31.17	(0.06486)	(0.185)

Ahora se calcula el COP:

$$\text{COP} = \frac{|q_B|}{|w|} = \frac{h_1 - h_4}{h_{2,r} - h_1} = \frac{82.452 - 31.168}{90.63 - 82.452} = 6.27$$

Así, por cada unidad de trabajo realizado sobre el compresor, este ciclo retira 6.27 unidades de calor transferido al evaporador. El COP ideal [ecuación (6.21)] es

$$(\text{COP})_{\text{rev}} = \frac{1}{T_A/T_B - 1} = \frac{1}{(459.67 + 119.4)/(459.67 + 50) - 1} = 7.34$$

donde T_A corresponde a la temperatura máxima del ciclo y no a la temperatura del condensador.

Comentarios

El sistema por compresión de vapor para enfriamiento es relativamente eficiente, en el sentido de que por cada unidad de trabajo que entra al sistema se obtiene más de una unidad de enfriamiento. Debido a las diversas transferencias de calor en el sistema, a las pérdidas por fricción en el fluido de trabajo, a las eficiencias de los motores eléctricos, etc., los valores comunes del COP para sistemas comerciales es del orden de 3 como máximo.

Ejemplo 6.14

Encuentre el COP del sistema descrito en el ejemplo 6.13 cuando es operado como bomba de calor.

Solución

El estado final en la tabla del ejemplo 6.13 es válido y el COP está dado por

$$COP_{BC} = \frac{|q_A|}{|w|} = \frac{h_{2,r} - h_3}{h_{2,r} - h_1}$$

$$= \frac{90.63 - 31.168}{90.63 - 82.452} = 7.27$$

Ahora se obtienen 7.27 unidades de calentamiento en el condensador a expensas de cada unidad de trabajo que entra al compresor.

El COP_{BC} ideal es [ecuación (6.23)]

$$COP_{BC,\ rev} = \frac{1}{1 - T_B/T_A} = \frac{1}{1 - 509.67/579.07} = 8.34$$

Comentarios

Obsérvese que este sistema es también eficiente cuando opera como bomba de calor, Debido a la definición de COP para las modalidades de enfriamiento y de calentamiento se satisface en todos los casos que [véase la ecuación (5.175)]

$$COP_{BC} - COP = 1 \qquad (6.24)$$

lo cual se cumple en este ejemplo.

En igual forma a la descrita para la modalidad de enfriamiento, la bomba de calor que se acaba de presentar tiene desviaciones importantes con respecto al comportamiento ideal calculado.

Es frecuente emplear el ciclo por compresión de vapor tanto como bomba de calor como para enfriamiento, en sistemas de calentamiento, ventilación, acondicionamiento de aire, residenciales y comerciales. En ese caso, la operación queda un poco por debajo de la esperada en el ciclo que tuviese dos unidades separadas para

la compresión de vapor. Esto se debe a que los serpentines del evaporador y del condensador del sistema combinado tienen dimensiones para operar eficientemente en la modalidad de aire acondicionado (lo que con frecuencia es su empleo primordial) y quedan un poco fuera del diseño al operar en la modalidad de bomba de calor.

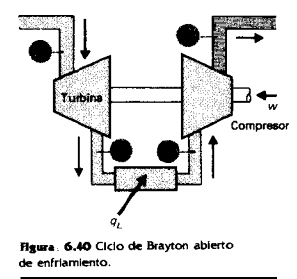


Figura 6.40 Ciclo de Brayton abierto de enfriamiento.

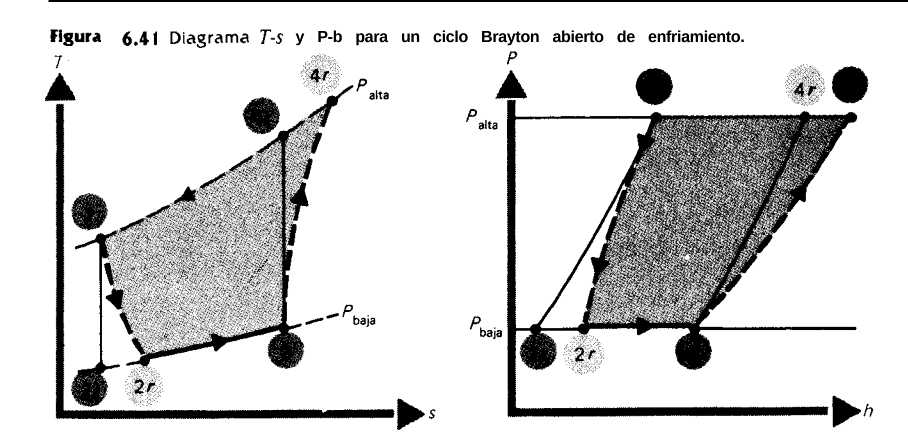
6.5.3 Otros sistemas de enfriamiento impulsados por la entrega de trabajo

En todos los ciclos de las máquinas con fuentes de energía externas que se han estudiado en este capítulo, se puede considerar que operan como si cada proceso en el ciclo procediese en la dirección contraria. Por ejemplo, el ciclo de compresión de vapor está íntimamente relacionado con el ciclo de Rankine operando con cada uno de sus procesos invertido. Sin embargo, la turbina del ciclo de Rankine se ha remplazado por una válvula de estrangulamiento en el ciclo por compresión de vapor. Los ciclos de Stirling, de Ericsson y de Brayton se pueden operar "invertidos" para actuar como máquinas de enfriamiento o bombas de calor. Los diagramas de los ciclos no resultarán idénticos a los ciclos de la máquina térmica que los generó cuando se toman en cuenta los efectos reales, tales como las eficiencias de la turbina y del compresor, puesto que las irreversibilidades causan un aumento de la entropía que cambia la forma de varias líneas de los procesos en los ciclos de enfriamiento, en referencia a las que se encontraron para las máquinas térmicas.

Ciclo de enfriamiento de Brayton

Probablemente el ciclo invertido más empleado es el ciclo de enfriamiento de Brayton, el cual se utiliza en las cabinas e instrumentación de aviones y constituye un buen ejemplo del uso de los ciclos invertidos (o inversos).

Figura 6.41 Diagrama *T-s* y P-h para un ciclo Brayton abierto de enfriamiento.



El ciclo opera mediante una entrega de trabajo al eje de la turbina y compresor, utilizando aire como fluido de trabajo en un ciclo abierto. El equipo se muestra en la figura 6.40 y los diagramas del ciclo correspondientes se encuentran en la figura 6.41.

El COP del ciclo de enfriamiento ideal (compresor y turbina isentrópicos) está dado por

$$\mathrm{COP}_B = \frac{|q_B|}{|w|} = \frac{|q_B|}{|q_A| - |q_B|}$$
$$= \frac{1}{[(T_{4,s} - T_1)/(T_3 - T_{2,s})] - 1}$$
$$= \frac{1}{(T_{4,s}/T_3)[(1 - T_1/T_{4,s})/(1 - T_{2,s}/T_3)] - 1} \tag{6.25}$$

Para un compresor y una turbina isentrópicos,

$$\frac{T_1}{T_{2,s}} = \frac{T_{4,s}}{T_3} = \left(\frac{P_{\text{alta}}}{P_{\text{baja}}}\right)^{(k-1)/k} \tag{6.26}$$

o

$$\frac{T_1}{T_{4,s}} = \frac{T_{2,s}}{T_3} \tag{6.27}$$

Sustituyendo en la ecuación (6.25) se obtiene

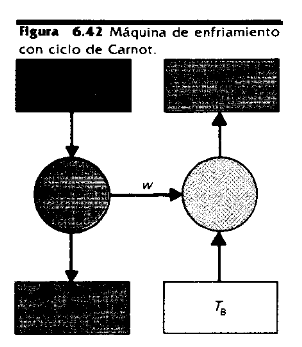
$$\mathrm{COP}_B = \frac{1}{T_{4,s}/T_3 - 1}$$
$$= \frac{1}{(P_{\text{alta}}/P_{\text{baja}})^{(k-1)/k} - 1} \tag{6.28}$$

6.5.4 Ciclos de enfriamiento impulsados por transferencia de calor

Ciclos impulsados por máquinas térmicas

En algunos casos, la transferencia de calor se emplea para impulsar un ciclo de enfriamiento. Una forma conveniente para realizar la conversión de la transferencia de calor a temperatura elevada en un efecto de enfriamiento consiste en una maquina térmica cuyo trabajo impulsa un ciclo de refrigeración acoplado. Para determinar la eficiencia **máxima** de tal sistema combinado, se va a considerar una máquina de Carnot operando entre la temperatura de adición de calor T_A y la temperatura del medio T_M. La máquina de Carnot impulsa un ciclo de Carnot inverso de enfriamiento en el cual la adición de calor tiene lugar a T_B y el rechazo subsecuente se hace a la temperatura mas elevada T_M (Fig. 6.42).

Figura 6.42 Máquina de enfriamiento con ciclo de Carnot.



Para la máquina térmica, el trabajo entregado es

$$|w| = |q_A|\left(1 - \frac{T_m}{T_H}\right) \tag{6.29}$$

El trabajo recibido para impulsar la máquina de enfriamiento resulta [ecuación (5.172)]

$$\frac{|q_B|}{|w|} = \frac{T_B}{T_m - T_B} \tag{6.30}$$

Ahora, dado que el trabajo entregado por la máquina térmica de Carnot es igual al trabajo que recibe la máquina de enfriamiento de Carnot, W |de la ecuación (6.29) se sustituye en la ecuación (6.30, obteniéndose

$$\text{COP} = \frac{|q_B|}{|q_A|} = \frac{T_B}{T_A}\,\frac{T_A - T_m}{T_m - T_B} \tag{6.31}$$

donde, como antes, el COP se define como el efecto de enfriamiento entre la energía que entra para impulsar el ciclo. Obsérvese que el COP no sólo depende de la transferencia de calor a la temperatura T_A y de la temperatura T_B a la cual se rechaza la energía, sino también de la temperatura ambiental T_M a la que se rechaza la energía tanto de la máquina térmica como de la máquina de enfriamiento. La ecuación (6.31) predice el límite superior para el valor del COP de un sistema de enfriamiento impulsado por una transferencia de calor en lugar de trabajo.

Ejemplo 6.15

Un sistema de refrigeración con un ciclo combinado de Carnot recibe la transferencia de calor desde un colector solar a T_A = 400°F. El ambiente se encuentra a 70°F y elsistema se emplea para enfriar una residencia. Los serpentines de enfriamiento operan a T_B = 40°F. ¿Cuál es el COP máximo del sistema?

Solución

Empleando la ecuación (6.31), se encuentra

$$\text{COP} = \frac{500}{860}\,\frac{860 - 530}{530 - 500} = 6.40$$

Comentarios

Este resultado indica el COP máximo posible para una máquina térmica impulsando una maquina de enfriamiento, puesto que las dos máquinas operan con ciclos reversibles entre temperaturas fijas para la adición y rechazo de calor.

Resulta conveniente comparar otros ciclos impulsados por transferencia de calor con el COP del ciclo de Carnot combinado, puesto que la máquina de Carnot proporciona el límite superior del rendimiento. En la figura 6.43 se presenta el COP

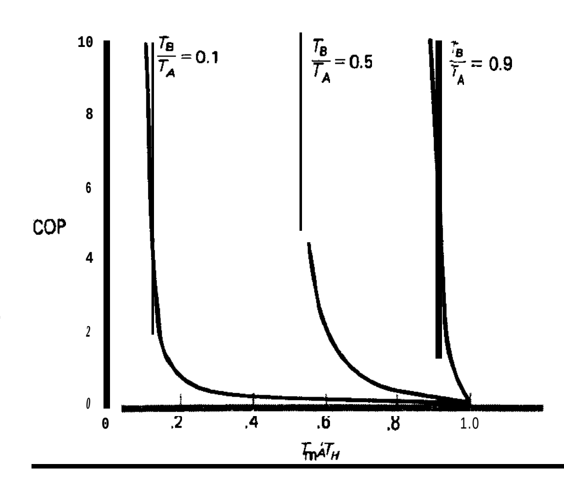


Figura 6.43 Coeficiente de operación para una máquina con ciclo combinado de Carnot de enfriamiento.

del ciclo de Carnot de enfriamiento combinado. Obsérvese que

$$\frac{T_m}{T_A} > \frac{T_B}{T_A}$$

para cualquier sistema real.

Otros ciclos impulsados por transferencia de calor

Para algunas aplicaciones es útil tener un ciclo que emplee la energía térmica en lugar de trabajo para impulsar un ciclo de enfriamiento, sustituyendo a la máquina térmica convencional en el proceso. Por ejemplo, cuando se dispone de la energía térmica de un colector solar, de una fuente geotérmica o de alguna fuente de calor desechado, es un tanto ineficiente mover primero la máquina térmica con el calor de desecho y después emplear la entrega de trabajo de la máquina térmica para impulsar el cielo de enfriamiento, tal como indican los resultados de la figura 6.43 para bajos valores de T_A Resulta mucho más práctico un ciclo que usa eficientemente la transferencia de calor directamente para producir el efecto de enfriamiento.

Ciclos por absorción

El ciclo de enfriamiento mas común impulsado por calor es el ciclo por absor*ción.* La figura 6.44 presenta el equipo para este ciclo, donde se emplean dos fluidos de trabajo: el ***refrigerante*** y el absorbente. Las parejas de uso mas frecuente son amoniaco y agua o el agua y bromuro de litio. La elección de esta pareja **refrigerante**-absorbente depende principalmente de la capacidad del absorbente para absorber el refrigerante a una temperatura adecuada y de que el proceso de absorción sea reversible, de manera que el refrigerante pueda extraerse del absorbente a la temperatura elevada.

El proceso trabaja de la manera siguiente: una solución de absorbente rico en refrigerante entra ***al generador o desorbedor,*** donde el calor transferido libera el refrigerante. El proceso tiene lugar a una presión relativamente alta (la cual, sin embargo, es

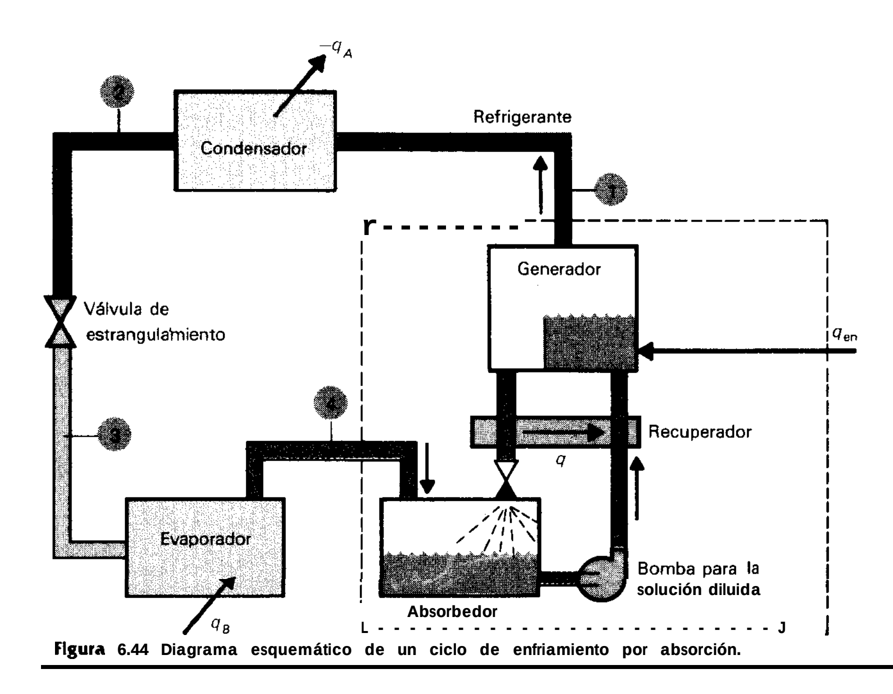


Figura 6.44 Diagrama esquemático de un ciclo de enfriamiento por absorción.

subatmosférica para ciertos grupos de refrigerante y absorbente). El refrigerante sale del generador al estado 1 y se condensa a líquido en el estado 2; luego se expande hasta una mezcla saturada a presión relativamente baja mediante una válvula de estrangulamiento (estado 3). Posteriormente el refrigerante entra al evaporador, donde se transfiere calor de los alrededores para evaporar la fracción líquida del refrigerante saturado, produciendo un efecto de enfriamiento y un vapor del refrigerante saturado con uná calidad del 100% (estado 4). El vapor del refrigerante entra a un ***absorbedor,*** donde es absorbido por el fluido absorbente que previamente había sido transferido del generador después de que se le había extraído el refrigerante. La mezcla refrigerante-absorbente del absorbedor se bombea hasta la presión elevada del generador. Un **intercambiador** de calor (recuperador) entre el absorbedor y el generador mejora la eficiencia del sistema (COP) mediante el enfriamiento del absorbente caliente antes de que entre al absorbedor (mejorando así su capacidad de absorción, que depende fuertemente de la temperatura). Ademas, la mezcla que regresa del absorbedor al generador se precahenta en el recuperador, requiriendo así una transferencia de calor menor desde la fuente externa al generador.

El sistema por absorción tiene una operación idéntica a la del ciclo por compresión de vapor, con excepción de que el sistema generador-recuperador-absorbedor reemplaza al compresor en el ciclo por compresión de vapor. Los componentes restantes

son los mismos. La ventaja del ciclo por absorción recae en que sólo se requiere un trabajo mecánico para mover la pequeña bomba que impulsa al líquido entre el absorbedor y el generador (y aun ésta puede eliminarse empleando un gas inerte en el sistema, que circula el fluido de trabajo mediante una transferencia de calor que lo expande y lo contrae en un "termosifón"). El trabajo para impulsar esta bomba es muy pequeño en comparación con el trabajo requerido por el compresor en el sistema por compresión de vapor. Sin embargo, en función del COP real, los sistemas por absorción resultan generalmente pobres en comparación con los sistemas por compresión de vapor; por ejemplo, el sistema agua-bromuro de litio tiene un COP cercano a 0.6; éste puede mejorarse mediante varias modificaciones al ciclo, pero dichas modificaciones significan un aumento en los costos.

Los métodos para tratar los procesos de generación, desorción y absorción deberán esperar hasta que, en el capítulo ll se expliquen las relaciones para el equilibrio vapor-líquido de dos componentes.

Ciclos por desecación

Otra clase de ciclos de enfriamiento que emplean la transferencia de calor como energía impulsora operan eliminando casi todo el vapor de agua del aire que va a ser acondicionado. El enfriamiento se obtiene entonces por la evaporación de algo de agua para volver a humidificar el aire que se enfría durante la evaporación. Estos procesos serán examinados posteriormente en el capítulo 9, en las secciones correspondientes a la psicrometría. El secado se lleva a cabo poniendo en contacto el aire húmedo con un ***desecador,*** por ejemplo un material sólido con fuerte afinidad para absorber el vapor de agua en su superficie (gel de sílice) o un líquido para absorber el vapor de agua en solución (cloruro de litio, bromuro de litio, trietilén glicol y otros). Después de que el desecador se satura con agua, se le seca mediante una transferencia de calor que aumenta la temperatura del desecador; el vapor de agua se extrae, así que el desecador se puede volver a usar. Estos sistemas operan con temperaturas de regeneración tan bajas como 330 K = 594°R, de tal suerte que se pueden emplear fuentes energéticas con baja temperatura para impulsarlas.

6.6 Observaciones finales

En este capítulo se describieron los ciclos y los aparatos que se emplean para aprovechar la transferencia de energía hacia objetivos útiles; asimismo, se han señalado los métodos para analizar la eficiencia de esas máquinas. Debe notarse que los ciclos y los análisis que se presentaron en este capítulo son el resultado de cientos de años de estudio, experimentación y desarrollo por ingenieros, científicos, inventores y empresarios. Lo excitante y novelesco de esta rica historia es difícil de transmitir en un libro enfocado a una introducción de los principios de este tema. Pero esta es una buena oportunidad para que el lector consulte el apéndice A, donde se presenta un breve desarrollo histórico de la termodinámica clásica, y de que visite una planta

de potencia o aborde una locomotora de vapor antigua y medite sobre lo que la mente humana ha legado al mundo a través de su historia.

Era una buena y hermosa máquina, más vieja que Jake Holman. El la contempló largamente; su enorme mole de latón y acero en columnas, barras y conexiones que se arqueaban sobre ejes desde pares de excéntricas, grandes crucetas suspendidas a la mitad y, encima de ellas, ejes de válvulas y varillas de pistones que desaparecían entre los cilindros. Conocía todos éstos, la parte que cada pieza ocupaba en el conjunto. Sus ojos siguieron el patrón que se repetía tres veces de proa a popa, cada tercera parte del ciclo fuera de fase, y todo estaba equilibrado y en armonía como un fragmento de música congelada en el tiempo.

Problemas

Los problemas marcados con un asterisco son laboriosos; por consiguiente, deben emplearse tablas de vapor computarizadas o diagramas de Mollier precisos si se desea que esos problemas se trabajen por completo ,

6.1 Encuentre P, v y T en el punto 4 del ejemplo 6.1.

6.2S Dibuje el diagrama de un ciclo de Carnot de aire estándar operando con 1 kg de fluido de trabajo entre 20 y 200°C cuando el volumen máximo que alcanza el ciclo es igual a 0.1 m^3 y la presión máxima en el ciclo es de 14 MPa. Grafique los diagramas $P - v$, $T - s$, $P - h$ y $h - s$. Considere que los calores específicos del aire se pueden tomar como independientes de la temperatura.

6.21 Dibuje el diagrama de un ciclo de Carnot de aire estándar operando con 1 lbm de fluido de trabajo entre 60 y 400°F cuando el volumen máximo que alcanza el ciclo es igual a 1 ft^3 y la presión máxima en el ciclo es de 2000 psia. Grafique los diagramas $P - v$, $T - s$, $P - h$ y $h - s$. Considere que los calores específicos del aire se pueden tomar como independientes de la temperatura.

6.3 Encuentre la potencia entregada por la máquina de Carnot del problema 6.2 cuando opera a 10 ciclos/min.

6.4S Considerando los calores específicos independientes de la temperatura:

a) Dibuje sobre el mismo diagrama $P - v$ los ciclos de Carnot correspondientes al aire y al argón como fluidos de traba-

jo. Ambos ciclos presentan los siguientes estados (correspondientes a la figura 6.1):

Estado	P, kPa	v, m^3/kg
1	3500	0.02
2	—	01
3	—	0.2

b) Encuentre la eficiencia de cada ciclo.

6.41 Considerando los calores específicos independientes de la temperatura:

a) Dibuje sobre el mismo diagrama $P - v$ los ciclos de Carnot correspondientes al aire y al argón como fluidos de trabajo. Ambos ciclos presentan los siguientes estados (correspondientes a la figura 6.1):

Estado	P, psia	v, ft^3/lbm
1	500	1
2	—	5
3	—	10

b) Encuentre la eficiencia de cada ciclo.

6.5S Los diagramas P- v de los ciclos Stirling, Ericsson, Brayton y Carnot de aire **estándar** tienen todos los puntos 1 y 3 con los mismos valores: P_1 = 10 atm, v_1 = 0.05 m^3/kg, P_3 = 1 atm, v_3 = 0.40 m^3/kg. ¿Con qué fracción de la eficiencia del ciclo de Carnot operan los otros ciclos? Considere que los valores de los calores específicos son independientes de la temperatura. ra.

6.51 Los diagramas P-v de los ciclos de Stirling, de Ericsson, de Brayton y de Camot de aire estándar tienen todos los puntos 1 y 3 con los mismos valores: P_1 = 10 atm, v_1 = 2 ft^3/lbm, P_3 = 1 atm, v_3 = 16.4 ft^3/lbm. ¿Con qué fracción de la eficiencia del ciclo de Carnot operan los otros ciclos? Considere que los valores de los calores específicos son independientes de la temperatura.

6.6S Las máquinas de aire **estándar** de combustión externa de **Stirling**, de Ericsson y de Brayton simples operan a las temperaturas mínima y máxima entre 20 y 450°C. Grafique los diagramas P- v, T- s y $P - h$ para esos tres ciclos, cuando cada ciclo tiene una presión **máxima** de 4 **MPa** y un volumen específico máximo igual a 0.06 m^3/kg. (Grafique los ciclos de las tres máquinas en las mismas gráficas $P -$ v, T- s y $P - h$ para comparación.) Considere que los valores de los calores específicos son independientes de la temperatura.

6.61 Las máquinas de aire estándar de combustión externa de Stirling, de Ericsson y de Brayton simples operan a las temperaturas mínima y máxima entre 60 y 800°F. Grafique los diagramas $P-v$, $T-s$ y $P-h$ para esos tres ciclos, cuando cada ciclo tiene una presión máxima de 600 psia y un volumen específico máximo igual a 1 ft^3/lbm. (Grafique los ciclos de las tres maquinas en las mismas gráficas $P-v$, $T-s$ y $P-h$ para comparación.) Considere que los valores de los calores específicos son independientes de la temperatura.

6.7S Una máquina de Stirling opera entre 25 y 450°C. La presión máxima que alcanza la máquina se limita a 50 atm, en tanto que la presión mínima de operación es de 1 atm. Grafique el diagrama T-s para el ciclo y calcule la eficiencia del ciclo y el trabajo entregado por ciclo *a*) cuando el fluido de trabajo es aire y *b*) cuando el fluido de trabajo es hidrogeno. Considere en cada caso que los calores específicos de los fluidos de trabajo son independientes de la temperatura y pueden evaluarse como el promedio arítmético de los valores correspondientes a las temperaturas limitantes del ciclo.

6.71 Una máquina de Stirling opera entre 80 y 800°F. La presión máxima que alcanza la máquina se limita a 50 atm, en tanto que la presión mínima de operación es de 1 atm. Grafique el diagrama $T-s$ para el ciclo y calcule la eficiencia del ciclo y el trabajo entregado por ciclo *a*) cuando el fluido de trabajo es aire y *b*) cuando el fluido de trabajo es hidrógeno. Considere en cada caso que los calores específicos de los fluidos de trabajo son independientes de la temperatura y pueden evaluarse como el promedio arítmético de los valores correspondientes a las temperaturas limitantes del ciclo.

6.8S Una máquina de Stirling opera entre 25 y 450°C. La presión máxima que alcanza la máquina se limita a 50 atm, en tanto que la presión mínima de operación es de 1 atm. La máquina emplea aire como fluido de trabajo. Halle el trabajo entregado por ciclo para esta máquina en los siguientes casos:

a) Considere los calores específicos del aire independientes de la temperatura.

b) Las propiedades del aire se consideran dependientes de la temperatura.

6.81 Una máquina de Stirling opera entre 80 y 800°F. La presión máxima que alcanza la máquina se limita a 50 atm, en tanto que la presión mínima de operación es de 1 atm. La máquina emplea aire como fluido de trabajo. Halle el trabajo entregado por ciclo para esta máquina en los siguientes casos:

a) Considere los calores específicos del aire independientes de la temperatura.

b) Las propiedades del aire se consideran dependientes de la temperatura.

6.9S El ciclo de una turbina de gas con aire estándar ideal opera en ciclo cerrado entre las presiones de 1 atm y P_2. El aire entra al compresor a 27°C. La temperatura máxima en la turbina está limitada a 1227°C por la resistencia de los materiales. El calor transferido al ciclo tiene un valor de q_A = 200 kJ/kg.

a) ¿Cuál es el valor permitido para la presión a la entrada de la turbina de gas?
b) ¿Cuál es la eficiencia del ciclo?
c) ¿Cuál es la temperatura a la salida de la turbina?

6.91 El ciclo de una turbina de gas con aire estándar ideal opera en ciclo cerrado entre las presiones de 1 atm y P_2. El aire entra al compresor a 60°F. La temperatura máxima en la turbina está limitada a 2250°F por la resistencia de los materiales. El ca or transferido al ciclo tiene un valor de q_A = 100 Btu/lbm.

a) ¿Cuál es el valor permitido para la presión a la entrada de la turbina de gas?
b) ¿Cuál es la eficiencia del ciclo?
c) ¿Cuál es la temperatura a la salida de la turbina?

6.10S Un ciclo de Brayton cerrado de aire estándar ideal opera entre las presiones de 1 atm y P_2. El aire entra al compresor a 27°C y 1 atm. La temperatura máxima en la turbina está limitada a 1227% El calor rechazado por el ciclo tiene un valor de q_B = 100 kJ/kg.

a) ¿Cuál es el valor de la presión a la entrada de la turbina de gas?
b) ¿Cuál es la eficiencia del ciclo?
c) ¿Cuál es la temperatura a la salida del compresor?

6.101 Un ciclo de Brayton cerrado de aire estándar ideal opera entre las presiones de 1 atm y P_2. El aire entra al compresor a 60°F y 1 atm. La temperatura máxima en la turbina está limitada a 2250°F. El calor rechazado por el ciclo tiene un valor de q_B = 50 Btu/lbm.

a) ¿Cuál es el valor de la presión a la entrada de la turbina de gas?
b) ¿Cuál es la eficiencia del ciclo?
c) ¿Cuál es la temperatura a la salida del compresor?

6.11S Un ciclo de Brayton cerrado tiene una turbina de dos etapas. La etapa de alta presión (primera) tiene la entrada a T = 1100 K, 10 atm y una eficiencia del 90%. El fluido de trabajo es argón. Después de salir de la primera etapa a 5 atm, el argón es recalentado a 1100 K y entra a la segunda etapa, que también tiene una eficiencia del 90%. El escape de la turbina está a 1 atm. El compresor del ciclo tiene una eficiencia del 95% y una temperatura a la entrada de 27°C.

a) Dibuje el diagrama *T-s* del ciclo.
b) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo.

c) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin recalentamiento.

6.111 Un ciclo de Brayton cerrado tiene una turbina de dos etapas. La etapa de alta presión (primera) tiene la entrada a T = 2000°F, 10 atm y una eficiencia del 90%. El fluido de trabajo es argón. Después de salir de la primera etapa a 5 atm, el argón es recalentado a 2000°F y entra a la segunda etapa, que también tiene una eficiencia del 90%. El escape de la turbina está a 1 atm. El compresor del ciclo tiene una eficiencia del 95% y una temperatura a la entrada de 60°F.

a) Dibuje el diagrama T- *s* del ciclo.

b) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo.

c) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin recalentamiento.

6.12S Un ciclo de Brayton cerrado tiene un compresor de dos etapas, con una eficiencia (comparada con el compresor isentrópico) en cada etapa del 95%. El fluido de trabajo es argón. La entrada al compresor está a 1 atm y 27°C. A la salida, el compresor está a 10 atm. Entre las etapas del compresor, el argón se enfría hasta 100°C a P = 5 atm y entra a la segunda etapa. La turbina, de una sola etapa, tiene una eficiencia del 90% y una temperatura a la entrada de T = 1100 K.

a) Dibuje el diagrama *T-s* del ciclo.

b) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo.

c) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin enfriamiento intermedio.

6.121 Un ciclo de Brayton cerrado tiene un compresor de dos etapas, con una eficiencia (comparada con el compresor isentrópico) en cada etapa del 95%. El fluido de trabajo es argón. La entrada al compresor está a 1 atm y 60°F. A la salida, el compresor está a 10 atm. Entre las etapas del compresor, el argón se enfría hasta 200°F a P = 5 atm y entra a la segunda etapa. La turbina, de una sola etapa, tiene una eficiencia del 90% y una temperatura a la entrada de T = 2000°F.

a) Dibuje el diagrama *T- s* del ciclo.

b) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo.

c) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin enfriamiento 'intermedio.

6.13S Un ciclo de Brayton cerrado tiene argón como fluido de trabajo. La máquina trabaja con un compresor de dos etapas, con enfriamiento intermedio y con una eficiencia isentrópica en cada etapa del 95%. La turbina es del tipo de dos etapas con recalentamiento y cada etapa tiene una eficiencia del 90%. El recalentamiento y el enfriamiento intermedio tienen lugar a 5 atm; el ciclo opera entre 1 y 10 atm. La temperatura de entrada a la turbina es de 1100 K, en tanto que la del compresor es

de 27°C. El recalentamiento permite que el fluido entre a la segunda etapa a 1100 K mientras que el enfriamiento intermedio hace que la temperatura de entrada a la segunda etapa del compresor sea de 100°C.

a) Dibuje el diagrama *T- s* del ciclo.
b) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo.
c) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin enfriamiento intermedio.
d) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin recalentamiento.
e) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin recalentamiento ni enfriamiento intermedio.

6.131 Un ciclo de Brayton cerrado tiene argón como fluido de trabajo. La máquina trabaja con un compresor de dos etapas, con enfriamiento intermedio y con una eficiencia isentrópica en cada etapa del 95%. La turbina es del tipo de dos etapas con recalentamiento y cada etapa tiene una eficiencia del 90%. El recalentamiento y el enfriamiento intermedio tienen lugar a 5 atm; el ciclo opera entre 1 y 10 atm. La temperatura de entrada a la turbina es de 2000°F, en tanto que la del compresor es de 60°F. El recalentamiento permite que el fluido entre a la segunda etapa a 2000°F mientras que el enfriamiento intermedio hace que la temperatura de entrada a la segunda etapa del compresor sea de 200°F.

a) Dibuje el diagrama *T-s* del ciclo.
b) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo.
c) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin enfriamiento intermedio.
d) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin recalentamiento.
e) Encuentre la eficiencia (por ciento) del ciclo sin recalentamiento *ni* enfriamiento intermedio.

6.14S Un ciclo de Brayton cerrado de aire estándar toma aire a 27°C y 1 atm; la relación de presiones en el compresor es de 10. La eficiencia del compresor es del 80%. La temperatura de entrada a la turbina es igual a 900°C. Para esta maquina, ¿cuál es la eficiencia de la turbina necesaria para que la entrega de trabajo sea nula?

6.1 41 Un ciclo de Brayton cerrado de aire estándar toma aire a 60°F y 1 atm; la relación de presiones en el compresor es de 10. La eficiencia del compresor es del 80%. La temperatura de entrada a la turbina es igual a 1650°F. Para esta máquina, ¿cuál es la eficiencia de la turbina necesaria para que la entrega de trabajo sea nula?

6.15 Para los tres casos del ejemplo 6.5, halle la fracción del trabajo de la turbina y la fracción del trabajo del ciclo necesaria

para impulsar el compresor en cada caso. ¿A qué valor de la eficiencia de la turbina será el trabajo del compresor igual al trabajo total que entrega la turbina (suponiendo un compresor ideal)? Para una turbina ideal, ¿cuál será el valor de la eficiencia del compresor para que el trabajo requerido por éste sea igual al trabajo total entregado por la turbina?

6.16S Grafique la eficiencia del ciclo contra la del regenerador para las relaciones de presión isentropica de 6, 8 y 10, en un ciclo de Brayton de aire estándar, con regeneración ideal entre T_2 = 900 K y T_4 = 300 K. Comente cómo escogería una relación de presiones isentrópica optima para un regenerador dado.

6.161 Grafique la eficiencia del ciclo contra la del regenerador para las relaciones de presión isentrópica de 6, 8 y 10, en un ciclo de Brayton de aire estándar, con regeneración ideal entre T_2 = 1500°R y T_4 = 500°R. Comente cómo escogería una relación de presiones isentrópica óptima para un regenerador dado.

6.17S Una máquina de Carnot está conectada a un banco de colectores solares en forma tal que la temperatura del fluido a la salida de dichos colectores T_A se emplea para proveer energía a la máquina de Carnot. La energía rechazada por la máquina de Carnot al ambiente está a la temperatura T_B.

La eficiencia del colector solar se define por la relación $\eta_{cs} = Q_u/Q_s$ donde Q_u es la energía útil empleada para elevar la entalpía del fluido al pasar por el colector y Q_s es la cantidad de energía solar incidente sobre el colector. Para el colector que se emplea en este caso, la eficiencia definida para un tiempo dado se expresa

$$\eta_{sc} = 0.8 - 0.003(T_A - T_B)$$

Cuando T_B es igual a 300 K, ¿cuál será la temperatura a la salida de los colectores T_A que haga máxima la relación entre el trabajo entregado por la máquina y la energía solar disponible? (Obsérvese que la eficiencia de la máquina de Carnot aumenta con T_A, en tanto que la eficiencia del colector solar disminuye.)

6.171 Una máquina de Carnot está conectada a un banco de colectores solares en forma tal que la temperatura del fluido a la salida de dichos colectores T_A se emplea para proveer energía a la máquina de Carnot. La energía rechazada por la maquina de Carnot al ambiente esta a la temperatura T_B.

La eficiencia del colector solar se define por la relación $\eta_{cs} = Q_u/Q_s$ donde Q_u es la energía útil empleada para elevar la entalpía del fluido al pasar por el colector y Q_s es la cantidad de energía solar incidente sobre el colector. Para el colec-

tor que se emplea en este caso, la eficiencia definida para un tiempo dado se expresa

$$\eta_{sc} = 0.8 - 0.005(T_A - T_B)$$

Cuando T_B es igual a 520°R, ¿cuál será la temperatura a la salida de los colectores T_A que haga máxima la relación entre el trabajo entregado por la máquina y la energía solar disponible? (Obsérvese que la eficiencia de la máquina de Carnot aumenta con T_A, en tanto que la eficiencia del colector solar disminuye.)

6.1.8S Las máquinas de Thomas Newcomen operan por la adición de agua fría dentro de un cilindro lleno de vapor saturado a la presión aproximada de 1 atm. El vapor al condensarse reduce el volumen de la mezcla líquido-vapor resultante y la presión atmosférica empuja un pistón dentro del cilindro (en el apéndice A se encuentra el diagrama de la máquina de Newcomen original). Una máquina de Newcomen tiene un pistón con un diámetro igual a 1 m y una carrera de 2 m, alcanza un volumen mínimo en el cilindro al final de la carrera de 0.2 m^3.

a) Encuentre la cantidad de agua a 20°C que se debe inyectar en el cilindro para que justamente se complete la carrera.

b) Encuentre el trabajo entregado por carrera, en esta máquina.

c) En la carrera de regreso del pistón, que se realiza permitiendo a un sistema de pesas retornar el pistón a su posición original, no se obtiene ningún trabajo en esta máquina de Newcomen. Si la máquina operase a 1 ciclo/min y el pistón se supusiera con un peso despreciable, ¿cuál sería la potencia entregada por la máquina?

6.181 Las máquinas de Thomas Newcomen operan por la adición de agua fría dentro de un cilindro lleno de vapor saturado a la presión aproximada de 1 atm. El vapor al condensarse reduce el volumen de la mezcla líquido-vapor resultante y la presión atmosférica empuja un pistón dentro del cilindro (en el apéndice A se encuentra el diagrama de la máquina de Newcomen original). Una máquina de Newcomen tiene un pistón con un diámetro igual a 3 ft y una carrera de 6 ft, alcanza un volumen mínimo en el cilindro al final de la carrera de 5 ft^3.

a) Encuentre la cantidad de agua a 70°F que se debe inyectar en el cilindro para que justamente se complete la carrera.

b) Encuentre el trabajo entregado por carrera, en esta máquina.

c) En la carrera de regreso del pistón, que se realiza permitiendo a un sistema de pesas retornar el pistón a su posición original, no se obtiene ningún trabajo en esta maquina de Newcomen. Si la máquina operase a 1 ciclo/min y el pistón se supusiera con un peso despreciable, ¿cuál sería la potencia entregada por la máquina?

6.19S El diagrama $P - v$ para el vapor de agua debe graficarse en papel log-log por razones de claridad, dentro del intervalo empleado pera el análisis del ciclo Rankine. Empleando las tablas de vapor le agua o las tablas computarizadas y subrutinas de graficacióa, dibuje la curva de saturación del vapor de agua en el diagrama $P - v$ para el volumen específico comprendido entre 0.001 y 1000 m^3/Kg. En esta gráfica muestre las líneas isentrópicas que pasan por los puntos (P, v) con valores de (4000, 0.02), (4000, 0.05) y (4000, 0.5); donde P se expresa en kilopascales y v en metros cúbicos por kilogramo. Comente la linealidad de las líneas isentrópicas en función de las ecuaciones (5.47) y (5.48).

6.191 El diagrama $P - v$ para el vapor de agua debe graficarse en papel log-log por razones de claridad, dentro del intervalo empleado para el análisis del ciclo Rankine. Empleando las tablas de vapor de agua o las tablas computarizadas y subrutinas de graficación, dibuje la curva de saturación del vapor de agua en el diagrama $P - v$ para el volumen específico comprendido entre 0.01 y 1000 ft^3/lbm. En esta gráfica muestre las líneas isentrópicas que pasan por los puntos (P, v) con valores de (600, 1), (600, 2) y (600, 0.6), donde P se expresa en psia y v en ft^3/lbm. Comente la linealidad de las líneas isentrópicas en función de las ecuaciones (5.47) y (5.48).

6.20S Un ciclo de Rankine simple (sin sobrecalentamiento ni recalentamiento ni regeneración) con turbina y bomba ideales se diseña para que el fluido de trabajo sea agua. El condensador se va a operar a 30°C. ¿Cuál presión en la caldera producirá una eficiencia del ciclo igual al 25%?

6.201 Un ciclo de Rankine simple (sin sobrecalentamiento ni recalentamiento ni regeneración) con turbina y bomba ideales se diseña para que el fluido de trabajo sea agua. El condensador se va a operar a 90°F. ¿Cuál presión en la caldera producir8 una eficiencia del ciclo igual al 25%?

6.21S Un ciclo de Ranlcme simple (sin sobrecalentamiento ni recalentamiento ni regeneración) tiene una turbina con 80% de eficiencia. El agua es el fluido de trabajo. La presión en el condensador es igual a 2 kPa. ¿Cuál presión en la caldera producirá una eficiencia del ciclo igual al 25%?

6.211 Un ciclo de Rankine simple (sin sobrecalentamiento ni recalentamiento ni regeneración) tiene una turbina con 80% de eficiencia. El agua es el fluido de trabajo. La presión en el condensador es igual a 0.25 psia. ¿Cuál presión en la caldera producirá una eficiencia del ciclo igual al 25%?

6.228 Grafique la eficiencia de un ciclo de Rankine simple contra la presión en la caldera para una temperatura en el condensador

de 27°C. También grafique la calidad a la salida de la turbina contra la presión en la caldera, en la misma gráfica. Emplee un intervalo para las presiones en la caldera comprendido entre 0.7 y 7 MPa.

6.221 Grafique la eficiencia de un ciclo de Rankine simple contra la presión en la caldera para una temperatura en el condensador de 80°F. También grafique la calidad a la salida de la turbina contra la presión en la caldera, en la misma gráfica. Emplee un intervalo para las presiones en la caldera comprendido entre 100 y 1000 psia.

6.238 Un ciclo de Rankine simple opera entre una presión en el condensador igual a 8 kPa y una presión en la caldera de 6 MPa. Compare la eficiencia de este ciclo con la eficiencia de un ciclo que opera entre las mismas presiones, pero sobrecalienta el vapor que sale de la caldera hasta 400°C. Para los dos sistemas, la eficiencia de la turbina es del 88%. Compare y comente la calidad a la salida de la turbina en ambos casos.

6.231 Un ciclo de Rankine simple opera entre una presión en el condensador igual a 1 psia y una presión en la caldera de 800 psia. Compare la eficiencia de este ciclo con la eficiencia de un ciclo que opera entre las mismas presiones, pero sobrecalienta el vapor que sale de la caldera hasta 800°F. Para los dos sistemas, la eficiencia de la turbina es del 88%. Compare y comente la calidad a la salida de la turbina en ambos casos.

6.243 Grafique la calidad a la salida de la turbina contra los grados de sobrecalentamiento para un ciclo de Rankine que opera a una presión en la caldera de 4 MPa y una presión en el condensador de 8 kPa, para eficiencias de la turbina iguales a 60, 70 *y 80%.* (Los ***grados desobrecalentamiento*** se definen como la diferencia entre la temperatura del vapor sobrecalentado real y la temperatura de saturación, ambas evaluadas a la presión de la caldera.) Emplee un intervalo entre 0 y 150°C para los grados de sobrecalentamiento.

6.241 Grafique la calidad a la salida de la turbina contra los grados de sobrecalentamiento para un ciclo de Rankine que opera a una presión en la caldera de 600 psia y una presión en el condensador de 1 psia, para eficiencias de la turbina iguales a 60, *70 y 80%.* (Los ***grados de sobrecalentamiento*** se definen como la diferencia entre la temperatura del vapor sobrecalentado real y la temperatura de saturación, ambas evaluadas a la presión de la caldera.) Emplee un intervalo entre 0 y 250°F para los grados de sobrecalentamiento.

6.25S El vapor saturado sale de la caldera a 200 bar y se sobrecalienta transfiriéndole calor a *P* constante hasta que la temperatura

alcanza 600°C. Entonces el vapor entra a una turbina de vapor, donde realiza trabajo y sale a una presión $P = 7.0$ bar. La eficiencia de la turbina es del 75%.

a) ¿Cuánto trabajo realiza la turbina?

b) ¿Cuál es la transferencia de calor en el sobrecalentador?

c) ¿Si entra agua líquida a la caldera a 165°C y 200 bar, ¿cuál es la eficiencia del ciclo Rankine? (Desprecie el trabajo de la bomba.)

6.251 El vapor saturado sale de la caldera a 2900 psia y se sobrecalienta transfiriendole calor a P constante hasta que la temperatura alcanza 1 100°F. Entonces el vapor entra a una turbina de vapor, donde realiza trabajo y sale a una presión $P = 100$ psia. La eficiencia de la turbina es del 75%.

a) ¿Cuánto trabajo realiza la turbina?

b) ¿Cuál es la transferencia de calor en el sobrecalentador?

c) ¿Si entra agua líquida a la caldera a 300°F y 2900 psia, ¿cuál es la eficiencia del ciclo de Rankine? (Desprecie el trabajo de la bomba.)

6.263 Un ciclo de Rankine con sobrecalentamiento tiene una presión en el condensador igual a 8 kPa, una presión en la caldera de 6 MPa y una eficiencia de la turbina del 88%; el vapor sobrecalentado sale de la caldera a 400°C. Compare la eficiencia de este ciclo con la de un ciclo que opera con recalentamiento, con iguales condiciones en la caldera, en el sobrecalentador y en el condensador; el vapor sale de la etapa de alta presión, de una turbina de dos etapas, a 300 kPa y es recalentado a 400°C, para entonces entrar a la etapa de baja presión. Considere que las dos etapas de la turbina tienen, cada una, una eficiencia igual al 88%.

6.261 Un ciclo de Rankine con sobrecalentamiento tiene una presión en el condensador igual a 1 psia, una presión en la caldera de 800 psia y una eficiencia de la turbina del 88%; el vapor sobrecalentado sale de la caldera a 800°F. Compare la eficiencia de este ciclo *con* la de un ciclo que opera con recalentamiento, con iguales condiciones en la caldera, en el sobrecalentador y en el condensador; el vapor sale de la etapa de alta presión, de una turbina de dos etapas, a 35 psia y es recalentado a 800°F, para entonces entrar a la etapa de baja presión. Considere que las dos etapas de la turbina tienen, cada una, una eficiencia igual al 88%.

6.278 Una planta de potencia opera con vapor de agua a una presión en la caldera igual a 1 MPa; el vapor que sale de la caldera esta sobrecalentado a 250°C. La planta emplea una turbina de dos etapas. La primera etapa opera con una eficiencia del 70%. El vapor de agua sale de esta primera etapa a 600 kPa y es recalentado a 250°C para regresar a la segunda etapa (baja pre-

sión), que tiene una eficiencia del 77%. La segunda etapa alimenta al condensador cuya presión es de 8 **kPa.**

a) Presente en un esquema el equipo, marcando las posiciones de los estados 1 al 7, haciéndolas corresponder con las indicadas en la tabla correspondiente.

b) En el diagrama *T-s* esquematice el ciclo lo más exactamente posible. Marque los estados para que correspondan con los de la tabla adjunta.

c) Llene los estados de la tabla (empleando las tablas de vapor de agua).

d) Llene la tabla con los datos energéticos.

6.271 Una planta de potencia opera con vapor de agua a una presión en la caldera igual a 150 **psia;** el vapor que sale de la caldera está sobrecalentado a **450°F.** La planta emplea una turbina de dos etapas. La primera etapa opera con una eficiencia del 70%. El vapor de agua sale de esta primera etapa a 100 **psia** y es recalentado a **450°F** para regresar a la segunda etapa (baja presión), que tiene una eficiencia del 77%. La segunda etapa alimenta al condensador cuya presión es de 1 **psia.**

Tabla de los **Estados**

Localización	Estado	*T*, °C	*P*, kPa	*h*, kJ/kg	*s*, kJ/(kg · K)	x
Entrada a la caldera	1	4 5	1000			—
Entrada al sobrecalentador	2		1000			—
Salida del sobrecalentador	3	250	1000			—
Salida a la turbina de alta presión	4		600			—
Entrada a la turbina de baja presión	5	250	600			—
Salida de la turbina de baja presión	6		8			
Entrada a la bomba	7		8			0.0

Tabla del balance energético

$_1q_2$, kJ/kg =
$_2q_3$, kJ/kg =
$_4q_5$, kJ/kg =
$_3w_4$, kJ/kg =
$_5w_6$, kJ/kg =
$_7w_1$, kJ/kg =
Eficiencia del ciclo. % =

a) Presente en un esquema el equipo, marcando las posiciones de los estados 1 al 7, haciéndolas corresponder con las indicadas en la tabla correspondiente.
b) En el diagrama *T*- *s* esquematice el ciclo lo mas exactamente posible. Marque los estados para que correspondan con los de la tabla adjunta.
c) Llene los estados de la tabla (empleando las tablas de vapor de agua).
d) Llene la tabla con los datos energéticos.

6.283 Un ciclo de Rankine con sobrecalentamiento tiene una presión en el condensador igual a 8 kPa, una presión en la caldera de 6 MPa y una eficiencia en la turbina del 88%; el vapor sobrecalentado sale de la caldera a 400°C. Compare la eficiencia de este ciclo con la de un ciclo con regeneración que emplea un calentador cerrado del agua de alimentación, hacia donde se desvía el 10% del flujo másico que entra a la turbina, que se extrae a la presión de 200 kPa.

Tabla de los Estados

Localización	Estado	*T*, °F	*P*, psia	*h*, Btu/lbm	*s*, Btu/(lbm · °F)	x
Entrada a la caldera	1	loo	150			—
Entrada al sobrecalentador	2		150			—
Salida del sobrecalentador	3	450	150			—
Salida a la turbina de alta presión	4		100			
Entrada a la turbina de baja presión	5	450	loo			—
Salida de la turbina de baja presión	6		1			
Entrada a la bomba	7		1			0.0

Tabla del balance energético

${}_1q_2$, Btu/lbm =
${}_2q_3$, Btu/lbm =
${}_4q_5$, Btu/lbm =
${}_3w_4$, Btu/lbm =
${}_5w_6$, Btu/lbm =
${}_7w_1$, Btu/lbm =
Eficiencia del ciclo, % =

6.281 Un ciclo de Rankine con sobrecalentamiento tiene una presión en el condensador igual a 1 psia, una presión en la caldera de 800 psia y una eficiencia en la turbina del 88%; el vapor sobrecalentado sale de la caldera a 800 F. Compare la eficiencia de este ciclo con la de un ciclo con regeneración que emplea un calentador cerrado del agua de alimentación, hacia donde se desvía el 10% del flujo másico que entra a la turbina, que se extrae a la presión de 25 psia.

6.29 Vuelva a calcular en problema 6.28 para un ciclo con regeneración empleando un calentador del agua de alimentación abierto.

6.30 Vuelva a calcular el problema 6.28 para extracciones (sangrados) del 5, 10, 15, 20 y 25% del flujo másico que entra a la turbina. Comente por qué la eficiencia del ciclo alcanza un máximo a una extracción en particular.

6.31S Un ciclo de Rankine con sobrecalentamiento tiene una presión en el condensador igual a 8 kPa y una presión en la caldera de 6 MPa. Se sobrecalienta el vapor que sale de la caldera a 400°C. El vapor de agua sale de la etapa de alta presión de una turbina de dos etapas a 300 kPa y es recalentado a 400°C, para luego pasar a alimentar la etapa de baja presión. Considere que las dos etapas tienen una eficiencia del 88%. Del flujo másico que entra a la turbina, 10% se extrae de la turbina a 200 kPa y se envía a un calentador cerrado del agua de alimentación. Compare la eficiencia de este ciclo sobrecalentado, recalentado y regenerado con los resultados obtenidos para los problemas 6.233, 6.268 y 6.288.

6.31I Un ciclo de Rankine con sobrecalentamiento tiene una presión en el condensador igual a 1 psia y una presión en la caldera de 800 psia. Se sobrecalienta el vapor que sale de la caldera a 800°F. El vapor de agua sale de la etapa de alta presión de una turbina de dos etapas a 50 psia y es recalentado a 800°F, para luego pasar a alimentar la etapa de baja presión. Considere que las dos etapas tienen una eficiencia del 88%. Del flujo másico que entra a la turbina, 10% se extrae de la turbina a 25 psia y se envía a un calentador cerrado del agua de alimentación. Compare la eficiencia de este ciclo sobrecalentado, recalentado y regenerado con los resultados obtenidos para los problemas 6.231, 6.261 y 6.281.

6.328 Para un ciclo de Rankine simple con una presión en la caldera igual a 6 MPa y una eficiencia de la turbina del 88%, grafique la eficiencia del ciclo y el calor rechazado por el condensador contra la presión en el condensador para un intervalo de $1 \leq P_{cond} \leq 100$ kPa.

6.321 Para un ciclo de Rankine simple con una presión en la caldera igual a 800 **psia** y una eficiencia de la turbina del **88%, grafi**que la eficiencia del ciclo y el calor rechazado por el condensador contra la **presión** en el condensador para un intervalo de $1 \leq P_{cond} \leq 15$ **psia.**

6.338 Para un ciclo de Rankine simple con una presión en el condensador igual a 8 **kPa** y una eficiencia de la turbina del **88%,** grafique la eficiencia del ciclo, la calidad a la salida de la turbina y el calor rechazado por el condensador contra la presión en la caldera pera un intervalo de 0.1 $1 \leq P_{cond} \leq 6$ **MPa.**

6.331 Para un ciclo de Rankine simple con una presión en el condensador igual a 1 **psia** y una eficiencia de la turbina del **88%, gra**fique la eficiencia del ciclo y el calor rechazado por el condensador contra la presión en el condensador para un intervalo de 15 $1 \leq P_{cond} \leq 800$ **psia.**

6.348 Se ha sugerido un ciclo de Rankine mejorado que opera según el diagrama de la figura **P6.34S.** Parte del trabajo de la turbina se emplea para impulsar un compresor isentrópico que toma del condensador una mezcla saturada con calidad x_5 y la comprime hasta líquido saturado al estado 1. Se considera que la turbina es **isentrópica,** que la caldera opera a 6 **MPa,** que el condensador **está** a 8 **kPa** y que el vapor de agua es sobrecalentado en la caldera hasta 400°C.

a) Encuentre la eficiencia del ciclo propuesto.

b) Encuentre la eficiencia del ciclo de Rankine usual operando a las mismas condiciones (es decir, emplee una bomba en lugar del compresor, con $x_5 = 0$).

c) **¿Cuáles** son las relaciones de las eficiencias del ciclo de Rankine propuesto y del usual con respecto a la eficiencia de Carnot apropiada?

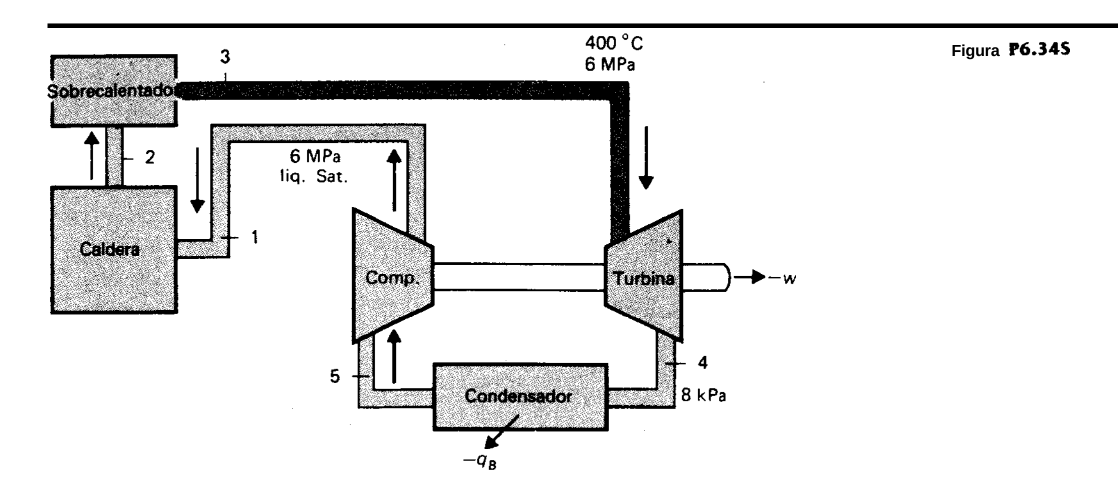


Figura **P6.34S**

d) Calcule la eficiencia del ciclo propuesto sin sobrecalentamiento.

6.341 Se ha sugerido un ciclo de Rankine mejorado que opera según el diagrama de la figura **P6.34I.** Parte del trabajo de la turbina se emplea para impulsar un compresor isentrópico que toma del condensador una mezcla saturada con calidad x_5 y la comprime hasta líquido saturado al estado 1. Se considera que la turbina es **isentrópica,** que la caldera opera a **900 psia,** que el condensador esta a 1 **psia** y que el vapor de agua es sobrecalentado en la **caldera** hasta **750°F.**

a) Encuentre la eficiencia del ciclo propuesto.

b) Encuentre la eficiencia del ciclo de Rankine usual operando a las mismas condiciones (es decir, emplee una bomba en lugar del compresor, con $x_5 = 0$).

c) **¿Cuáles** son las relaciones de las eficiencias del ciclo de Rankine propuesto y del usual con respecto a la eficiencia de Carnot apropiada?

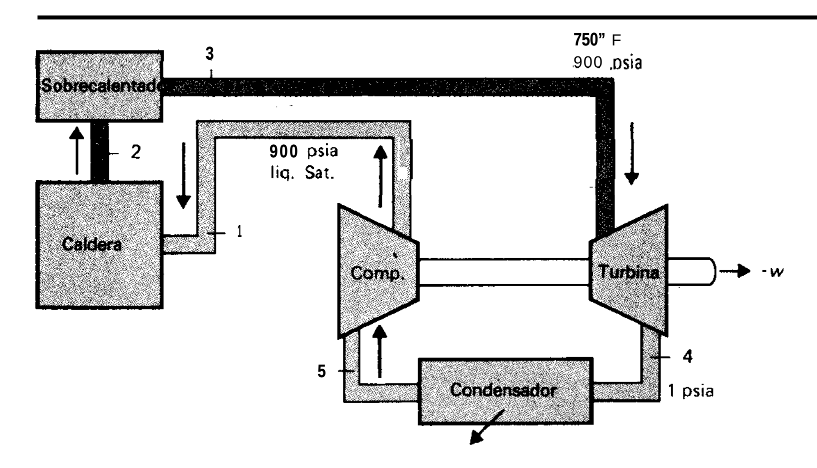


Figura P6.341

d) Calcule la eficiencia del ciclo propuesto sin sobrecalentamiento.

6.358 Un ciclo de Rankine opera con un calentador del agua de alimentación abierto. La presión en la caldera es igual a 6 **MPa,** el **sobrecalentador** proporciona una temperatura de entrada a la turbina de **400°C.** Se extrae vapor de agua de la turbina a 500 **kPa.**

a) **¿Cuál** es la fracción de la rapidez del flujo másico en la caldera que debe emplearse para la corriente de extracción con el fin de tener una temperatura de entrada del agua de **alimentación** a la caldera igual a **150°C?**

b) **¿Cuál** es la eficiencia del ciclo?

c) **¿Cuál** es la eficiencia del ciclo sin regeneración?

6.351 Un ciclo de Rankine opera con un calentador del agua de alimentación abierto. La presión en la caldera es igual a 800 psia, el sobrecalentador proporciona una temperatura de entrada a la turbina de 800°F. Se extrae vapor de agua de la turbina a 75 psia.
a) ¿Cuál es la fracción de la rapidez del flujo másico en la caldera que debe emplearse para la corriente de extracción con el fin de tener una temperatura de entrada del agua de alimentación a la caldera igual a 300°F?
b) ¿Cuál es la eficiencia del ciclo?
c) ¿Cuál es la eficiencia del ciclo sin regeneración?

6.368 La turbina de una máquina de Brayton de combustión interna se diseña para dar propulsión a chorro. La máquina no tiene regeneración. La turbina y el compresor tienen sus eficiencias iguales al 80%. la temperatura máxima permisible en los álabes de la turbina es de 750°C y el aire que entra al compresor se supone que está a 1 atm y 0°C. Si los gases que salen de la máquina están a 70°C, ¿cuál es su energía cinética (por kilogramo)? Suponga que para los gases que pasan por la máquina puede emplear las consideraciones de que los calores específicos y la rapidez del flujo másico son constantes: asimismo, que los gases que salen de la turbina están a 1 atm.

6.361 La turbina de una máquina de Brayton de combustión interna se diseña para dar propulsión a chorro. La máquina no tiene regeneración. La turbina y el compresor tienen sus eficiencias iguales al 80%, la temperatura máxima permisible en los álabes de la turbina es de 1400°F y el aire que entra al compresor se supone que está a 1 atm y 30°F. Si los gases que salen de la máquina están a 150°F, ¿cuál es su energía cinética (por kilogramo)? Suponga que para los gases que pasan por la máquina puede emplear las consideraciones de que los calores específicos y la rapidez del flujo másico son constantes; asimismo, que los gases que salen de la turbina están a 1 atm.

6.37 Vuelva a calcular el problema 6.36, empleando aire con las propiedades dependientes de la temperatura.

6.383 Un motor de motocicleta de dos tiempos desplaza 250 cm^3 y opera a 4000 rpm. Para una relación de compresión de 8: 1, ¿cuál es la eficiencia del ciclo de aire estándar? y ¿qué potencia en KW desarrollará esta máquina de aire estándar? (Considere que al final de la carrera de potencia, la presión en el cilindro ha caído a 350 kPa.)

6.381 Un motor de motocicleta de dos tiempos desplaza 250 cm^3 y opera a 4000 rpm. Para una relación de compresión de 8: 1, ¿cuál es la eficiencia del ciclo de aire estándar? y ¿qué potencia en KW desarrollará esta maquina de aire estándar? (Considere

que al final de la carrera de potencia, la presión en el cilindro ha caído a 50 psia.)

6.39S Un mecánico de autos de carrera tiene un auto deportivo británico de 1966. La máquina desplaza 4.2 litros, tiene una relación de compresión original igual a 10.2:1 y consta de 6 cilindros. Considere que la presión al final de la carrrera de potencia es de 300 kPa justamente antes de que se abra la válvula de escape. Los pistones de la máquina original tienen 12 cm de diámetro.

a) Si el mecánico maquina los cilindros para reemplazar los pistones por unos nuevos que tienen un diámetro 0.5 cm mayor respecto a los originales, ¿en qué porcentaje cambia la eficiencia (considerando que la presión de 300 kPa no cambia)?
b) Si el mecánico reemplaza el cigüefial de la máquina y los vástagos que conectan los pistones, de forma que la carrera se incrementa en 0.5 cm, ¿en qué porcentaje cambia la eficiencia?
c) Si la cabeza del cilindro es fresada en forma que el espacio muerto se reduce a 0.4 cm, ¿en qué porcentaje cambia la eficiencia?
Considere en todos los casos que se desea la eficiencia del ciclo de aire estándar ideal.

6.391 Un mecánico de autos de carrera tiene un auto deportivo británico de 1966. La máquina desplaza 4.2 litros, tiene una relación de compresión original igual a 10.2:1 y consta de 6 cilindros. Considere que la presión al fmal de la carrrera de potencia es de 40 psia justamente antes de que se abra la válvula de escape. Los pistones de la máquina original tienen 4.75 in de diámetro.

a) Si el mecánico máquina los cilindros para reemplazar los pistones por unos nuevos que tienen un diámetro 0.2 in mayor respecto a los originales, ¿en qué porcentaje cambia la eficiencia (considerando que la presión de 40 psia no cambia)?
b) Si el mecánico reemplaza el cigüeñal de la maquina y los vástagos que conectan los pistones, de modo que la carrera se incrementa en 0.2 in, ¿en qué porcentaje cambia la eficiencia?
c) Si la cabeza del cilindro es fresada en forma que el espacio muerto se reduce a 0.2 in, ¿en qué porcentaje cambia la eficiencia?
Considere en todos los casos que se desea la eficiencia del ciclo de aire estándar ideal.

6.40 Una máquina diesel desplaza 6 litros y opera a 1600 rpm. La relación de compresión de la maquina es igual a 12. La presión en el cilindro llega a 2 atm al final de la carrera de potencia,

justamente cuando se abre la válvula de escape. Grafique la potencia desarrollada por una máquina de aire estándar para relaciones de expansión comprendidas entre 2 y 12.

6.41 Una máquina diesel tiene una relación de compresión de r_1 = 12. Grafique la eficiencia de la máquina diesel. contra la relación de expansión r_2 para $1 \leq r_2 \leq 12$. Preste atención especial al caso $r_2 = 1$ y deduzca una relación para la eficiencia del ciclo en este caso particular. Grafique el ciclo en un diagrama *P—v* para $r_2 = 1$.

6.42 Empleando la definición de eficiencia para una masa de control deducida en el capítulo 5, halle la expresión para la eficiencia de los ciclos de Otto y de Diesel de aire estándar cuando la compresión y la expansión son reales.

6.433 El COP de un ciclo de refrigeración reversible es 4.0. El ciclo es capaz de tomar 5 MJ/h del refrigerador.

a) ¿Con qué rapidez debe darse trabajo para que el ciclo funcione?

b) Qué temperatura se mantiene en el refrigerador, cuando el ciclo rechaza calor a un cuarto que se encuentra a 27°C?

6.431 El COP de un ciclo de refrigeración reversible es 4.0. El ciclo es capaz de tomar 5000 Btu/h del refrigerador

a) ¿Con qué rapidez debe darse trabajo para que el ciclo funcione?

b) ¿Qué temperatura se mantiene en el refrigerador, cuando el ciclo rechaza calor a un cuarto que se encuentra a 80°F?

6.44S Un sistema de refrigeración por compresión de vapor de 10 toneladas emplea amoniaco como fluido de trabajo. El líquido saturado entra a la válvula de estrangulamiento a T = 30°C, en tanto que el vapor saturado entra al compresor a —25°C. La eficiencia del compresor es igual al 65%.

a) ¿Cuál es la relación entre el COP de este ciclo y el COP del ciclo de Carnot operando entre las mismas temperaturas?

b) ¿Cuánto amoniaco debe circular por el sistema?

6.441 Un sistema de refrigeración por compresidn de vapor de 10 toneladas emplea amoniaco como fluido de trabajo. El líquido saturado entra a la válvula de estrangulamiento a T = 80°F,en tanto que el vapor saturado entra al compresor a —15°F. La eficiencia del compresor es igual al 65%.

a) ¿Cuál es la relación entre el COP de este ciclo y el COP del ciclo de Carnot operando entre las mismas temperaturas?

b) ¿Cuánto amoniaco debe circular por el sistema?

6.458 Un ciclo de refrigeración por compresión de vapor emplea refrigerante 12 y opera con una temperatura al condensador de 40°C y al evaporador de 5°C. El compresor tiene una eficien-

cia del 65%. Grafique el COP del ciclo contra el grado de sobrecalentamiento del refrigerante 12 que sale del evaporador, para un intervalo de 0 a 20°C por encima de la temperatura de saturación, cuando no hay subenfriamiento del líquido que sale del condensador.

6.451 Un ciclo de refrigeración por compresión de vapor emplea refrigerante 12 y opera con una temperatura al condensador de 100°F y al evaporador de 40°F. El compresor tiene una eficiencia del 65%. Grafique el COP del ciclo contra el grado de sobrecalentamiento del refrigerante 12 que sale del evaporador, para un intervalo de 0 a 40°F por arriba de la temperatura de saturación, cuando no hay subenfriamiento del líquido que sale del condensador.

6.468 Una bomba de calor por compresión de vapor emplea refrigerante 12 y opera con una temperatura en el evaporador de 10°C y en el condensador de 40°C. El vapor que sale del evaporador no está sobrecalentado; el compresor tiene una eficiencia del 65%. Grafique el COP del sistema contra los grados de subenfriamiento del líquido que sale del condensador, para un intervalo comprendido entre 0 y 15°C por debajo de la temperatura de saturación.

6.461 Una bomba de calor por compresión de vapor emplea refrigerante 12 y opera con una temperatura en el evaporador de 50°F y en el condensador de 100°F. El vapor que sale del evaporador no esta sobrecalentado; el compresor tiene una eficiencia del 65%. Grafique el COP del sistema contra los grados de subenfriamiento del líquido que sale del condensador, para un intervalo comprendido entre 0 y 30°F por abajo de la temperatura de saturación.

6.475 Es frecuente que los aeroplanos usen sistemas operando con ciclos de Brayton inversos y abiertos para enfriar la cabina y los sistemas del avión. En estos ciclos, el aire exterior pasa por una turbina de baja presión; el aire de la cabina transfiere calor en un intercambiador "aire a aire" al fluido de trabajo (aire) que después se comprime hasta llegar a la presión de entrada de la turbina y finalmente se expulsa. Véase la figura P6.47S.

Cuando el aire exterior entra a la turbina a 70 kPa, 20°C y V = 250 m/s, la turbina y el compresor tienen eficiencias isentrópicas del 70%, se requiere una temperatura a la salida de la turbina de 5°C, en tanto que la temperatura de entrada al compresor debe corresponder a 15°C,

a) Encuentre la presión requerida a la salida de la turbina.
b) Encuentre el trabajo neto necesario para realizar el ciclo.
c) Encuentre el COP
d) Encuentre la transferencia de calor desde la cabina.

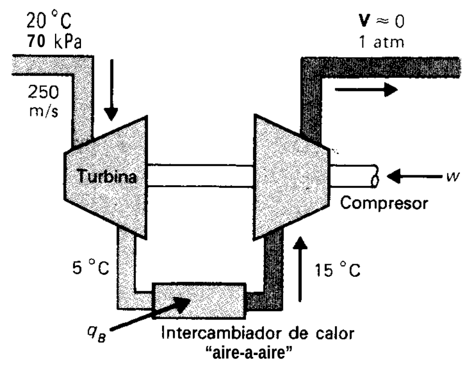


Figura P6.47S

Es frecuente que los aeroplanos usen sistemas operando con ciclos de Brayton inversos y abiertos para enfriar la cabina y los sistemas del avión. En estos ciclos, el aire exterior pasa por una turbina de baja presión; el aire de la cabina transfiere calor en un **intercambiador** "aire a aire" al fluido de trabajo (aire) que después se comprime hasta llegar a la presión de entrada de la turbina y finalmente se expulsa. Véase la figura **P6.47I.**

Cuando el aire exterior entra a la turbina a 10 **psia,** 65°F y V = 750 **ft/s,** la turbina y el compresor tienen eficiencias isentrópicas del **70%,** se requiere una temperatura a la salida de la turbina de **40°F,** en tanto que la temperatura de entrada al compresor debe corresponder a **55°F,**

a) Encuentre la presión requerida a la salida-de la turbina.
b) Encuentre el trabajo neto necesario para realizar el ciclo.
c) Encuentre el COP
d) Encuentre la transferencia de calor desde la cabina.

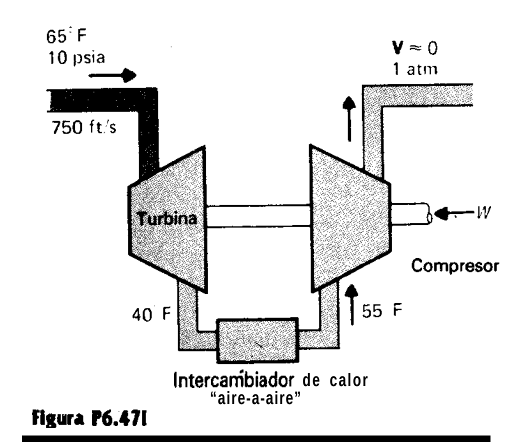


Figura P6.47I

6.48 Halle el COP para un ciclo de Ericsson inverso de **refrigeración, con** una eficiencia isotérmica del compresor igual a η_c y una eficiencia isotérmica de la turbina de η_t, donde la eficiencia isotérmica se define como $\eta_T = w_r / w_{\text{isotérmico, rev.}}$

6.49 Halle una expresión para el COP de un ciclo de Brayton inverso de enfriamiento en función de la eficiencia de la turbina η_t, la eficiencia del compresor η_c, la relación de presiones y la relación entre las temperaturas de entrada a la turbina y al compresor. De este resultado, encuentre la expresión para la eficiencia mínima del compresor cuando se conoce la eficiencia de la turbina y para la eficiencia mínima posible en la turbina cuando se da la eficiencia del compresor, que permiten un COP determinado.

6.50 Encuentre las relaciones para el COP de los sistemas de enfriamiento siguientes: *a)* una maquina térmica de Stirling impulsa un ciclo de Stirling inverso de enfriamiento y *b)* una maquina térmica de Brayton impulsa un ciclo de Brayton inverso de enfriamiento. En ambos casos suponga que todos los componentes de los ciclos son reversibles y que los dos ciclos reciben energía a la temperatura **máxima** T_A y rechazan calor a los alrededores a T_M, en tanto que se produce el enfriamiento a T_B. La máquina Brayton y el ciclo Brayton de enfriamiento no tienen regenerador y operan a la **presión** atmosférica cuando están a T_M. Considere los calores específicos independientes de la temperatura para el fluido de trabajo en cada ciclo.

6.51S Un inventor planea un sistema que opere en la forma siguiente: una maquina térmica recibe energía desde una fuente a **540°C,** entrega un trabajo igual a 0.50 **kJ/kg** por cada **kJ/kg** de calor transferido al fluido de trabajo a esa temperatura y rechaza la energía sobrante al ambiente que se encuentra a

25°C. Parte del trabajo producido sirve para impulsar una bomba de calor con un COP de 4. La bomba de calor se emplea para tomar calor del ambiente a 25°C y bombearlo hasta 540°C, donde se convierte en la fuente de energía de la máquina térmica. Puesto que el COP es de 4, sólo 0.25 kJ/kg del trabajo de la máquina térmica se requiere para impulsar la bomba de calor por cada kJ/kg enviado a la máquina térmica. Por consiguiente, no se necesita ninguna fuente de energía externa para impulsar la máquina térmica y 0.25 kJ/kg quedan como entrega de trabajo de la máquina para realizar trabajo útil.

¿Existe algún sofisma en este sistema? Comente su respuesta en términos de *a*) la segunda ley de la termodinámica y *b*) un análisis detallado de la posible eficiencia de la máquina térmica y del posible COP,,.

6.5 1I Un inventor planea un sistema que opere en la forma siguiente: una máquina térmica recibe energía desde una fuente a 1000°F, entrega un trabajo igual a 0.50 Btu/lbm por cada Btu/lbm de calor transferido al fluido de trabajo a esa temperatura y rechaza la energía restante al ambiente que se encuentra a 70°F. Parte del trabajo producido sirve para impulsar una bomba de calor con un COP de 4. La bomba de calor se emplea para tomar calor del ambiente a 70°F y bombearlo hasta 1000°F, donde se convierte en la fuente de energía de la máquina térmica. Puesto que el COP es de 4, sólo 0.25 Btu/lbm del trabajo de la máquina térmica se requieren para impulsar la bomba de calor por cada Btu/lbm enviado a la máquina térmica. Por consiguiente, no se necesita ninguna fuente de energía externa para impulsar la máquina térmica y 0.25 Btu/lbm quedan como entrega de trabajo de la máquina para realizar trabajo útil.

¿Existe algún sofisma en este sistema? Comente su respuesta en términos de *a*) la segunda ley de la termodinámica y *b*) un análisis detallado de la posible eficiencia de la máquina térmica y del posible COP,,.

6.52 Una bomba de Humphrey opera empleando como pistón un liquido. El ciclo de operación se presenta en la figura P6.52. Utizando hipótesis similares a las usadas para el ciclo de Otto,

a) Dibuje los diagramas ***P-v*** y ***T-s*** para un ciclo de la bomba de Humphrey de aire estándar.

b) Halle una expresión para la eficiencia termodinámica del ciclo de la bomba de Humphrey de aire estándar.

6.535 Un ***tubo de calor*** opera evaporando un líquido por transferencia de calor en la sección de evaporación de un conducto cerrado. El vapor resultante se mueve hacia el extremo de condensación, donde una transferencia de calor desde el tubo hace que el vapor se condense. Entonces, el líquido se regresa a la sección de evaporación mediante la acción capilar de un pabilo o por gravedad. La presión del vapor es prácticamente cons-

tante entre el evaporador y el condensador; por lo tanto, el tubo de calor es un aparato que está casi a temperatura constante durante las transferencias de calor. Véase la figura P6.53. Dibuje los diagramas P-v y T-s para el proceso en el tubo de calor, empleando agua a $P = 50$ kPa.

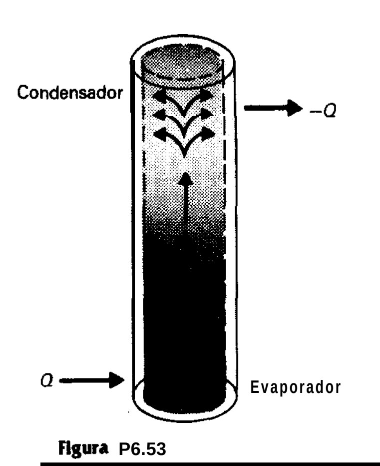
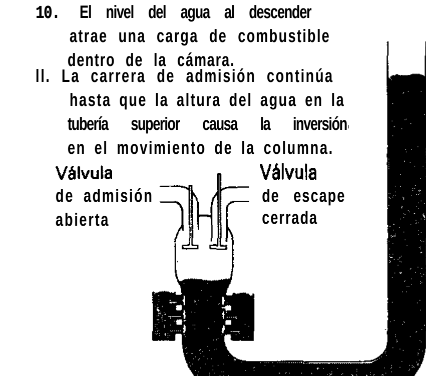
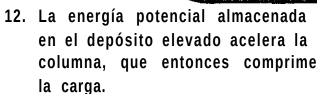
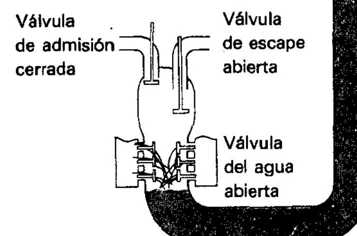
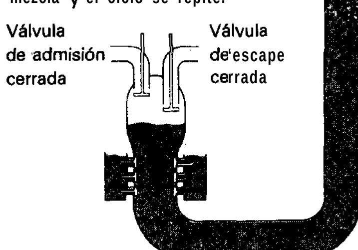


Figura P6.53









7. Se expulsan los gases de desecho en tanto que el nivel del agua sube en la cámara.
8. La columna se acelera hasta que el empuje del agua a la salida cierra de golpe la válvula de escape.
9. El aire atrapado sobre la válvula de escape actúa como un resorte gaseoso e invierte el movimiento de la columna.
Válvula de admisión cerrada
Válvula de escape cerrada

Figura P6.52

6.531 Un ***tubo de calor*** opera evaporando un líquido por transferencia de calor en la sección de evaporación de un conducto cerrado. El vapor resultante se mueve hacia el extremo de condensación, donde una transferencia de calor desde el tubo hace que el vapor se condense. Entonces, el líquido se regresa a la sección de evaporación mediante la acción capilar de un pabilo o por gravedad. La presión del vapor es prácticamente constante entre el evaporador y el condensador; por lo tanto, el tubo de calor es un aparato que está casi a temperatura constante durante las transferencias de calor. Véase la figura P6.53. Dibuje los diagramas P-v y *T-s* para el proceso en el tubo de calor, empleando agua a $P = 8$ psia.

6.548 Una bomba de irrigación recibe la potencia de un ciclo Rankine impulsado por energía solar. La energía incidente sobre el colector solar durante las horas diurnas ($0 \leq t \leq 10$) está dada por

$$\dot{Q}_{solar} = 900A \sin \frac{\pi t}{10} \quad \text{W}$$

donde A es el área del colector en metros cuadrados y t es el tiempo transcurrido después de la salida del sol en horas. Véase la figura P6.54S.

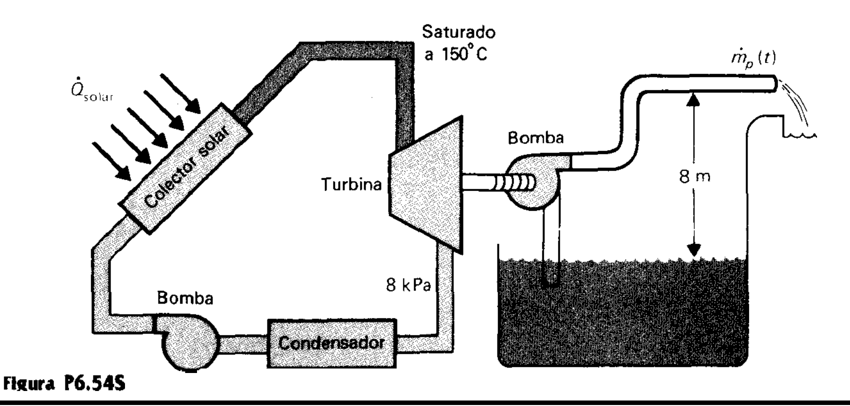


Figura P6.54S

El colector solar convierte 40% de Q_{solar} en el cambio de entalpía del agua que entra al colector. La rapidez del flujo másico del agua $m(t)$ se varía en forma tal que a la salida del colector la condición sea siempre de vapor saturado a 150°C. La eficiencia de la turbina es del 70% y el escape está 8 kPa. La bomba debe elevar el agua una altura igual a 8 m y la fricción en la tubería se considera despreciable. Las dos bombas tienen una eficiencia del 80%.

a) Encuentre el área del colector requerida para proveer 500 kg/min al mediodía ($t = 5$, máxima capacidad de bombeo del sistema).

b) Grafique la rapidez de bombeo $\dot{m}_B(t)$ contra el tiempo, para el periodo de las 10 horas diurnas.

c) Encuentre la cantidad total del agua bombeada durante todo el día.

6.541 Una bomba de irrigación recibe la potencia de un ciclo **Rankine** impulsado por energía solar. La energía incidente sobre el colector solar durante las horas diurnas ($0 \leq t \leq 10$) esta dada por

$$\dot{Q}_{solar} = 300A \sin \frac{\pi t}{10} \quad \text{Btu/h}$$

donde A es el **área** del colector en pies cuadrados y t es el tiempo transcurrido **después** de la salida del sol en horas. Véase la figura P6.541.

El colector solar convierte 40% de Q_{solar} en el cambio de entalpía del agua que entra al colector. La rapidez del flujo másico del agua ti(t) se varía en forma tal que a la salida del colector la condición sea siempre de vapor saturado a **300°F.** La eficiencia de la turbina es del 70% y el escape está 1 **psia.** La bomba debe elevar el agua una altura igual a 25 ft y la fricción en la tubería se considera despreciable. Las dos bombas tienen una eficiencia del 80%.

a) Encuentre el **área** del colector requerida para proveer 120 gpm al mediodía (t = 5, máxima capacidad de bombeo del sistema).

b) Grafique la rapidez de bombeo $\dot{m}_B(t)$ contra el tiempo, para el periodo de las 10 horas diurnas.
el periodo de las 10 horas diurnas.

c) Encuentre la cantidad total del agua bombeada durante todo el día.

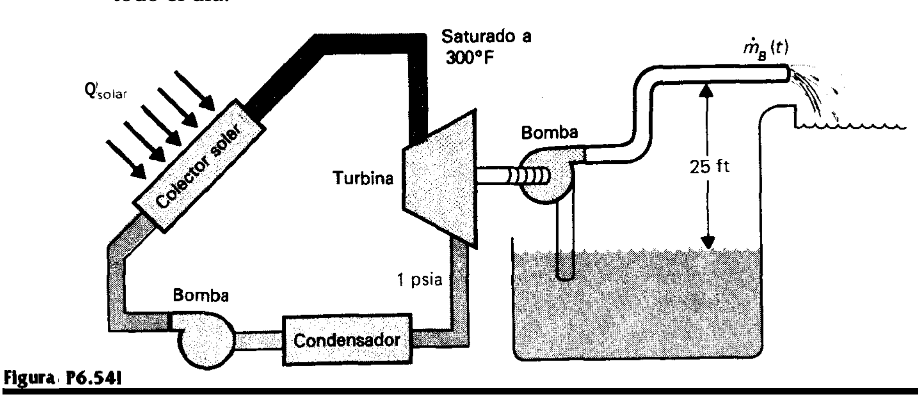


Figura P6.541

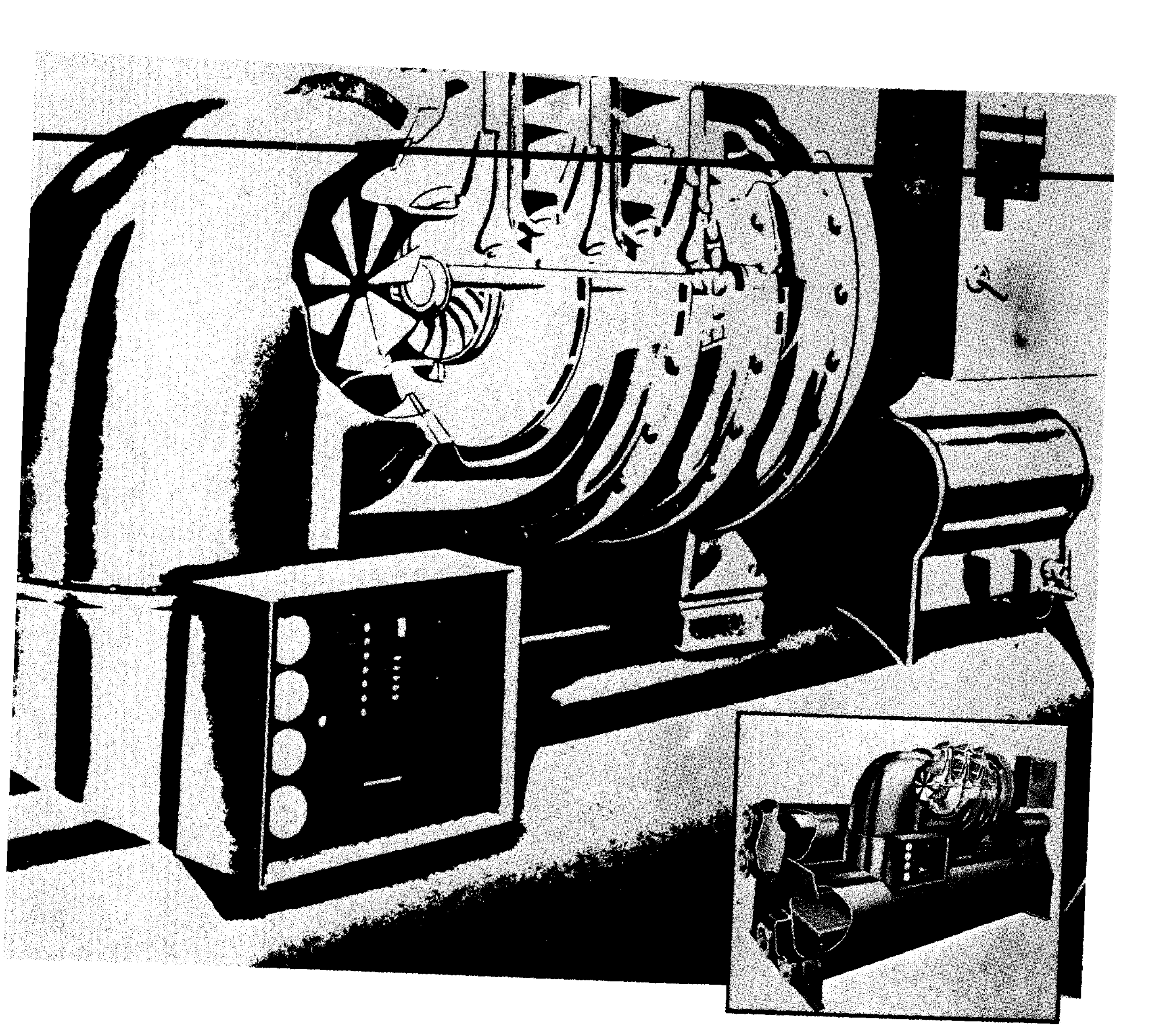
7

Análisis mediante la segunda ley de la termodinámica

Muchas veces estuve presente en reuniones donde las personas, con una cultura tradicional estdndar, se creen muy educadas y con placer considerable expresan su incredulidad ante la incultura de los científicos. Una o dos veces, fui provocado y pregunté al grupo cuántos de ellos podrían describir la segunda ley de la termodinámica. La respuesta fue fría y siempre negativa.

C. P. Snow, *The Two Cultures*

Sistema de enfriamiento por compresión de vapor, que muestra el corte del compresor centrífugo, condensador y evaporador.
(The Trane Company.)



7.1 Introducción

La segunda ley de la termodinámica es única en sus especificaciones sobre los límites de lo ideal tanto en sistemas que realizan procesos como en sistemas cíclicos. La segunda ley, al igual que la primera ley y la conservación de la masa, relaciona las propiedades de un sistema con las transferencias en la frontera; pero a diferencia de la primera ley y de la conservación de la masa, la segunda ley estipula solamente un límite en el comportamiento del sistema. La conexión entre la propiedad del sistema (entropía) y la transferencia en la frontera (transferencia de calor dividida entre la temperatura absoluta) es una igualdad únicamente en el caso límite de un proceso reversible. De otra forma, hay **producción** o generación de entropía diferente de cero. La segunda ley dada en la tabla 5.1 es

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\text{VC}} s\rho \, dV\right) + \sum_{s} \int_{A} s \, d\dot{m} - \sum_{\text{en}} \int_{A} s \, d\dot{m} - \sum_{i} \left(\frac{\dot{Q}_i}{T_i}\right)_{\text{VC}} \geq 0 \quad (7.1)$$

o, en forma diferencial, en la ecuación (5.127) queda

$$\delta S_{\text{gen}} = dS_{\text{VC}} + \sum_{s} s \, dm - \sum_{\text{en}} s \, dm - \sum_{i} \left(\frac{\delta Q_i}{T_i}\right)_{\text{VC}} \geq 0 \quad (7.2)$$

El término de ***generación de entropía*** cuantifica la irreversibilidad del proceso. La identificación de las fuentes de irreversibilidad y su reducción son las metas deseadas por el **análisis** de la segunda ley y específicamente corresponde a la reducción de la generación de la entropía.

En los capítulos 4 a 6 se realizó una comparación entre la operación de los sistemas. La primera comparación se refiere a la ***eficiencia térmica,*** definida como la entrega deseada dividida entre la entrada requerida; a esto se le llama con frecuencia ***eficiencia de la primera ley,*** porque se basa enteramente en cantidades de la primera ley. La segunda ley impone un límite superior a la eficiencia de la primera ley, pero no interviene directamente en la definición. Sin embargo, las eficiencias de los ***componentes,*** en la sección 5.10 están directamente relacionadas con la segunda ley. Estas eficiencias son las relaciones entre la operación real y la operación ideal. La operación ideal con frecuencia (pero no siempre) corresponde a la operación de un aparato en el límite reversible y adiabático (isentrópico). Por lo tanto, la segunda ley especifica el proceso ideal o "límite superior" para un sistema. En este capítulo se comparan los procesos mediante el empleo de la limitación en la **generación** de la entropía dada por la segunda ley.

El análisis de la segunda ley está íntimamente ligado a la generación de la entropía y, por lo tanto, a la transferencia de entropía. Las ecuaciones (7.1) y (7.2) revelan la relación entre la generación de la entropía y la transferencia en la frontera. La transferencia de entropía en la frontera, que conecta térmicamente el sistema con el depósito de transferencia de calor, establece el estado de referencia para gran parte del análisis subsecuente. La elección particular del estado de referencia depende del problema, pero muchos de los estudios en ingeniería comprenden interacciones con la atmósfera terrestre, la cual que se considera un depósito térmico infinito a la temperatura T_0. Con frecuencia éste es el estado de referencia para los análisis y la temperatura se estima en 25°C (77°F) a menos que se especifique otro valor. A la atmósfera también se le llama estado muerto , ya que su temperatura es la más baja que ocurre naturalmente y que puede emplearse como un depósito práctico para rechazar el calor transferido. Por lo tanto, la energía de los procesos que terminan en este estado ya no puede emplearse posteriormente para obtener trabajo.

En la siguiente sección se estudiarán los límites del trabajo máximo que se puede obtener de un proceso arbitrario. Esta expresión limitante del trabajo máximo o *reversible* se desarrolla considerando simultáneamente las restricciones impuestas por la segunda ley y la relación entre la energía del sistema y la transferencia de energía establecidas por la primera ley. Se presentan las definiciones particulares de las propiedades termodinámicas obtenidas a partir de la expresión del trabajo reversible, para ayudar a describir el trabajo disponible factible de realizarse. El trabajo reversible, o máximo, que se obtiene de un proceso arbitrario se compara con el trabajo real alcanzado. Los procesos posibles son infinitos y dependen de la aplicación particular, por lo que en la sección 7.6 se estudiará la comparación entre los procesos. En todos los análisis de este capítulo se emplearán las leyes fundamentales estudiadas con anterioridad. Se presentarán definiciones muy importantes y técnicas analíticas basadas en las leyes previas, en particular el concepto de generación de la entropía.

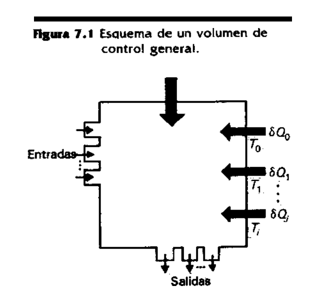
7.2 Trabajo reversible

Esta sección se centra en la capacidad que tiene la segunda ley para predecir el trabajo máximo potencial de un proceso. La cantidad deseada es el trabajo entregado por un proceso; aunque la segunda ley no incluye directamente el término de trabajo (ya que la transferencia de energía en forma de trabajo no genera entropía), se desarrolla una relación que incluye la generación de la entropía directamente en la predicción del trabajo, lo cual se logra considerando juntas la primera y la segunda leyes.

Un volumen de control general (VC) que contiene un número arbitrario de entradas y de salidas se muestra en la figura 7.1; también ahí existen varios intercambios de calor con los alrededores. El término con el subíndice i = 0 representa la transferencia de calor al depósito natural con más baja energía (generalmente la atmosfera terrrestre). La transferencia de energía como trabajo se agrupa en un solo término de trabajo. La primera ley para un proceso general está dada por la ecuación (5.126) como

$$dE_{VC} + \sum_{s} (e + Pv)\, dm - \sum_{en} (e + Pv)\, dm - \sum_{i} \delta Q_i - \delta W = 0 \qquad (7.3)$$

Figura 7.1 Esquema de un volumen de control general.



Al volver a escribir la ecuación (7.2) se obtiene la segunda ley como

$$dS_{VC} + \sum_s s\,dm - \sum_{en} s\,dm - \sum_i \frac{\delta Q_i}{T_i} - \delta S_{gen} = 0 \qquad (7.4)$$

donde el término de generación de la entropía cuantifica las irreversibilidades del proceso.

Ahora se combina la primera ley con la segunda, multiplicando esta última por la temperatura y restando el resultado a la primera ley. La temperatura seleccionada se representa por el valor constante T_0, siendo de uso general emplear la temperatura de los alrededores o de la atmósfera terrestre. Esta es la temperatura a la frontera que corresponde la transferencia de calor δQ_0. Esta elección se estudiará más a fondo en la sección 7.6. Multiplicando la ecuación (7.4) por T_0 y restando el resultado de la ecuación (7.3) se obtiene

$$d(E - T_0 S)_{VC} + \sum_s (e + Pv - T_0 s)\,dm - \sum_{en} (e + Pv - T_0 s)\,dm - \sum_i \delta Q_i \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) + T_0\,\delta S_{gen} - \delta W = 0 \qquad (7.5)$$

Resolviéndola para el trabajo obtenido de un proceso queda

$$\delta W = d(E - T_0 S)_{VC} + \sum_s (e + Pv - T_0 s)\,dm - \sum_{en} (e + Pv - T_0 s)\,dm - \sum_i \delta Q_i \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) + T_0\,\delta S_{gen} \qquad (7.6)$$

Esta relación es muy importante en el análisis de la segunda ley.

La ecuación (7.6) parece dar un valor algo arbitrario del trabajo, ya que depende de la elección específica de T_0. La manipulación matemática de sumar cero veces T_0 [Ec. (7.4) por T_0] no altera el trabajo obtenido del proceso. Otra opción es ver esta manipulación matemática como una eliminación de la transferencia de calor del ambiente δQ_0 de la primera ley, mediante la expresión de la transferencia de calor en términos de las cantidades de la segunda ley. El trabajo realizado no cambia por este desarrollo y es independiente de las manipulaciones matemáticas.

El cambio de E-$T_0 S$ dentro del volumen de control [primer término del lado derecho de la ecuación (7.6)) describe las contribuciones del trabajo debidas al cambio dentro del volumen de control. Los términos $(e + Pv - Ts)dm$, en la ecuación (7.6), representan las contribuciones del trabajo debidas a la diferencia entre el flujo a la entrada y a la salida. Estos términos tienen su contraparte similar en la ecuación de la primera ley, pero los términos de la entropía ahora incorporan la transferencia de calor antes eliminada. Los últimos dos términos de la ecuación (7.6) son algo diferentes. El término del calor transferido no incluye la contribución δQ_0, ya que fue eliminada e incorporada a los términos de la entropía. El término $1 - T_0/T_i$ puede tomarse como la eficiencia de una máquina *reversible* operando entre dos depósitos térmicos, uno a baja temperatura T_0 y otro a temperatura elevada T_i (su desa-

rrollo se encuentra en la **sección** 5.11). Con una transferencia de calor δQ_i dentro de la máquina, $\delta Q_i\,(1 - T_0/T_i)$ representa el trabajo reversible entregado por esta máquina, que contribuye al trabajo realizado por el proceso. En la ecuación **(7.6),** el término $T_0 \delta S_{gen}$ representa todas las contribuciones de las irreversibilidades al trabajo realizado e incluye también las irreversibilidades debidas a las transferencias de calor, dado que la máquina se ha considerado reversible.

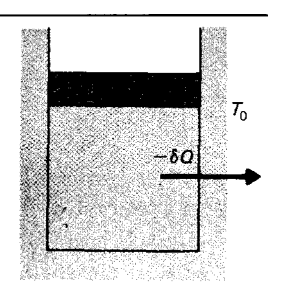
La convención del signo para el trabajo hace que el mayor valor negativo corresponda a la entrega de trabajo **más** grande. La generación de la entropía es una cantidad positiva por definición **[Ec. (7.2)],** por lo que este término reduce la entrega de trabajo del proceso (o bien, el trabajo es menos negativo). Si el trabajo del proceso es positivo, trabajo de entrada, entonces el término de generación de la entropía indica que las irreversibilidades requieren una entrega de trabajo mayor en tanto que δS_{gen} aumenta.

El trabajo máximo posible, para un sistema donde se realiza un proceso, se encuentra en el caso reversible. El proceso reversible tiene una generación de entropía igual a cero, por lo tanto, la ecuación (7.6) da

$$\begin{aligned}
\delta W_{rev} &= d(E - T_0 S)_{VC} + \sum_s (e + Pv - T_0 s)\, dm \\
&\quad - \sum_{en} (e + Pv - T_0 s)\, dm - \sum_i \delta Q_i \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \\
&= d\left(U - T_0 S + \frac{1}{2}\frac{m\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{mgZ}{g_c}\right)_{VC} \\
&\quad + \sum_s \left(h - T_0 s + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) dm \\
&\quad - \sum_{en} \left(h - T_0 s + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) dm - \sum_i \delta Q_i \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right)
\end{aligned} \tag{7.7}$$

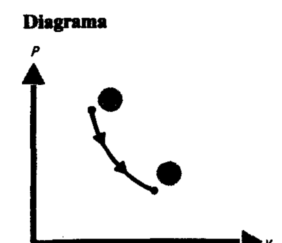
donde el subíndice ***rev*** significa reversible. El trabajo máximo es el valor negativo mas grande (trabajo entregado) posible y es el trabajo ideal o máximo posible para las condiciones especificadas. Esta expresión da los límites para los procesos de un sistema. Las contribuciones de la transferencia de calor, como se vio anteriormente, se consideran como trabajo entregado por las maquinas reversibles operando entre los depósitos a T_0 y T_i.

Ejemplo 7.1



Aire a **5000°F** y 130 atm está contenido dentro de un cilindro con un pistón móvil. El cilindro se enfría hasta una temperatura final de **2700°F,** por la transferencia de calor a los alrededores a T = **77°F.** El proceso politrópico está representado por $Pv^{1.5}$ = constante. Evalúe el trabajo reversible por unidad de masa para este proceso.

Solución



Las propiedades se encuentran por las relaciones de gas ideal, ya que la carta de compresibilidad indica que el aire en esas condiciones es ideal. Las propiedades están dadas en la tabla 5.4. El estado inicial está especificado y el final se encuentra a 2700°F; por lo tanto,

$$P_1 v_1^{1.5} = P_2 v_2^{1.5}$$

o

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1.5} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1.5/(1.5-1)}$$

De donde P_2 = 25.20 atm.

Para una masa de control, el trabajo reversible está dado por la ecuación (7.7) como

$$\delta W_{rev} = d(E - T_0 S)$$

puesto que no existen ni entradas ni salidas y $1 - T_0/T_0 = 0$. La integración de esta expresión desde el estado inicial hasta el estado final da

$$_1W_{rev,2} = (E - T_0 S)_2 - (E - T_0 S)_1$$

o

$$_1w_{rev,2} = (e - T_0 s)_2 - (e - T_0 s)_1$$

Despreciando los cambios en las energías cinética y potencial, queda

$$_1w_{rev,2} = u_2 - u_1 - T_0(s_2 - s_1)$$

El cambio de la entropía se evalúa mediante la ecuación **(5.60),** dando

$$_1w_{rev,2} = u_2 - u_1 + T_0[s_0(T_1) - s_0(T_2)] + T_0 R \ \mathrm{En} \frac{P_2}{P_1}$$

y, con los valores de las tablas E.2 y C.2, se obtiene

$$_1w_{rev,2} = -510.8 \text{ Btu/lbm} = -1188 \text{ kJ/kg}$$

Éste es el trabajo máximo posible entre los estados dados. Este trabajo máximo posible es independiente de la trayectoria indicada (politrópico) y es función únicamente de los estados terminales.

Comentarios

El trabajo de un proceso politrópico casi en equilibrio, para una masa de control, está dado en la tabla 5.6 como

$$_1w_2 = \frac{P_1 v_1 - P_2 v_2}{1 - n} = \frac{R(T_1 - T_2)}{1 - n} = -315.3 \text{ Btu/lbm}$$

el cual corresponde a un trabajo entregado, el cual es un ~ 38% menor a la entrega máxima reversible. También debe observarse que en este proceso la transferencia de calor es

$${}_1q_2 = u_2 - u_1 - {}_1w_2 = -223.9 \text{ Btu/lbm}$$

que representa casi tres cuartos del trabajo obtenido. La generación de entropía para el proceso real es

$${}_1s_{gen,2} = s_2 - s_1 - \frac{{}_1q_2}{T_0} = 0.3643 \text{ Btu/(lbm . °R)} = 1.525 \text{ kJ/(kg . K)}$$

la cual, como se esperaba, indica que el trabajo real es menor que en el caso reversible.

Ejemplo 7.2

Determine el trabajo máximo que puede producir una turbina de vapor cuyo estado a la entrada está a 3 MPa y 450°C y el estado a la salida es vapor de agua saturado a 0.1 MPa. Las propiedades en los accesos son uniformes y existe una transferencia de calor con los alrededores a 25°C.

Solución

La expresión del trabajo reversible para condiciones de estado estable, con una sola entrada y una sola salida, es

$$\delta W_{rev} = (e + Pv - T_0 s)_s \, dm_s - (e + Pv - T_0 s)_{en} \, dm_{en}$$

Despreciando los cambios de las energías cinética y potencial y expresando el trabajo reversible como flujo de trabajo, se obtiene

$$\dot{W}_{rev} = (h - T_0 s)_s \dot{m}_s - (h - T_0 s)_{en} \dot{m}_{en}$$

o

$$w_{rev} = (h - T_0 s)_s - (h - T_0 s)_{en}$$

$$= (h_s - h_{en}) - T_0(s_s - s_{en})$$

Las propiedades se leen en las tablas D.9 y D.10. El trabajo reversible resulta

$$w_{rev} = 2675.3 - 3343.1 - T_0(7.3598 - 7.0822) = -750.6 \text{ kJ/kg}$$
$$= -322.7 \text{ Btu/lbm}$$

Comentarios

Éste es el trabajo máximo posible entre los estados especificados (o sea, a la salida vapor saturado, $s_s \neq s_{en}$, y con los alrededores a la temperatura de $T_0 = 25°C$). Debe recordarse que los estados a la entrada y a la salida están fijos. Existen otros procesos que, partiendo del mismo estado a la entrada, producen más trabajo; sin embargo, terminan en un estado diferente a la salida. Por ejemplo, una turbina adiabática reversible con el mismo estado a la entrada y descargando en forma que la presión a la salida sea la estipulada, produce

$$w = (h_s - h_{en})_s = -771.3 \text{ kJ/kg} = -331.6 \text{ Btu/lbm}$$

pero el estado a la salida está a P = 0.1 MPa y x = 0.954. Este proceso sirve para comparar la eficiencia de la turbina y no debe confundirse con el trabajo máximo. Son posibles muchos valores diferentes para el trabajo si se cambian los estados, pero el trabajo máximo corresponde al máximo entre los estados especificados.

7.3 Disponibilidad

Una consideración importante en los análisis de ingeniería corresponde al trabajo máximo disponible a partir de un estado definido de una sustancia particular. Si se dispone de vapor de agua en un estado dado, ¿cuál es el trabajo máximo que se puede obtener al emplear este fluido? Un sistema de almacenamiento de aire comprimido contiene el aire en un estado de presión elevada, ¿cuál es el trabajo máximo que se puede obtener del aire en ese estado? Existen numerosas preguntas de este tipo, las cuales se han generalizado como: ¿cuál es la energía máxima disponible para realizar un trabajo, que se encuentra contenida en una sustancia en un estado especificado?

La energía máxima disponible en un estado particular se puede emplear para realizar un trabajo en tanto que el estado no se encuentre en las condiciones ambientales estándar. Un estado en equilibrio con el ambiente no puede emplearse para obtener trabajo. Por lo tanto, a las condiciones ambientales de T_0 = 25°C = 77°F y P_0 = 1 atm, se les conoce como ***estado muerto.*** Una sustancia tiene una energía máxima disponible en cualquier estado que no esté en equilibrio termodinámico con el estado muerto.

Esta energía máxima disponible se determina considerando la ecuación (7.7) para el trabajo reversible. El trabajo máximo se obtiene cuando todas las transferencias de calor tienen lugar con la atmósfera. Así, $T_i = T_0$, y la ecuación (7.7) se reduce a

$$\delta W_{rev} = d(E - T_0 S)_{VC} + \sum_{s} (e + Pv - T_0 s)\, dm - \sum_{en} (e + Pv - T_0 s)\, dm \quad (7.8)$$

A pesar de que esta expresión no contiene el símbolo de la transferencia de calor, el calor transferido está incluido indirectamente. Existe una transferencia de calor reversible con el ambiente a T_0. La segunda ley ha eliminado el símbolo δQ y la ecuación (7.8) incluye el término de entropía. Además existe interés en el trabajo disponible que es útil o sea el trabajo realizado cuando se ha eliminado el desplazamiento de la atmósfera. La expansión del volumen de control o de la masa de control contra la atmósfera (que está a T_0 y P_0) no esta disponible para otros propósitos útiles. Por lo tanto, el trabajo reversible útil está dado por

$$\delta W_{rev,u} = \delta W_{rev} + P_0\, dV \quad (7.9)$$

y sustituyendo la **ecuación** (7.8) en la ecuación (7.9) queda

$$\delta W_{rev,u} = d(E + P_0V - T_0S)_{VC} + \sum_s (e + Pv - T_0s)\, dm - \sum_{en} (e + Pv - T_0s)\, dm$$
$$= d\left(U + P_0V - T_0S + \frac{m\mathbf{V}^2}{2g_c} + \frac{mgZ}{g_c}\right)_{VC} + \sum_s \left(h - T_0s + \frac{\mathbf{V}^2}{2g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) dm$$
$$- \sum_{en} \left(h - T_0s + \frac{\mathbf{V}^2}{2g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right) dm \quad (7.10)$$

Esta ecuación indica explícitamente las propiedades que prescribe la energía disponible en estados particulares. La combinación de las propiedades a la entrada y a la **salida** tiene la forma $h - T_0 s$ y la combinación de las propiedades dentro del volumen de control o masa de control es $u + P_0 v - T_0 s$. La diferencia estriba en el término que contiene a la presión.

La combinación de las propiedades que aparece en la ecuación (7.10) determina la energía disponible de un estado para realizar un trabajo. Estas combinaciones de las propiedades son propiedades del estado en relación con el ambiente o estado muerto y se han definido como la ***disponibilidadpor unidad de masa cuando no hay flujo*** (sistemas cerrados) ϕ y la ***disponibilidadpor unidad de masa cuando hay flujo*** (sistemas abiertos) ψ. La disponibilidad por unidad de masa en sistemas cerrados es igual a

$$\phi = (u + P_0v - T_0s) - (u_0 + P_0v_0 - T_0s_0)$$
$$= (u - u_0) + P_0(v - v_0) - T_0(s - s_0)$$

y la disponibilidad por unidad de masa en sistemas abiertos es

$$\psi = (h - T_0s) - (h_0 - T_0s_0)$$
$$= (h - h_0) - T_0(s - s_0)$$

Estas definiciones no incluyen ni la energía cinética ni la potencial respecto al plano de referencia del estado muerto; estos términos se introducen fácilmente cuando los requiere un problema en particular. Las disponibilidades en forma extensiva se representan con los símbolos Φ y Ψ, respectivamente, y sus valores dependen del estado de una sustancia en particular y del ambiente. Por lo tanto, son propiedades referidas a la definición del ambiente. En todos los casos, a menos que se **especifíque** otra cosa, las condiciones del ambiente serán P_0 = 1 atm y T_0 = 25°C = 77°F.

La ecuación (7. ll) muestra que ϕ depende de tres términos de energía disponible: $u - u_0$, el cambio de la energía interna respecto al estado muerto; $P_0 (v - v_0)$, el trabajo realizado contra el ambiente; y $-T_0(s - s_0)$, la transferencia de calor reversible con el ambiente para llegar al estado muerto. En forma similar, ψ en la ecuación (7.12) muestra que la disponibilidad cuando existe flujo proviene del cambio de la entalpía entre los estados inicial y muerto, menos la transferencia de calor reversible entre el volumen de control y el estado muerto.

Estas funciones de disponibilidad son bastante similares; la diferencia radica en el término que contiene a la presión. La disponibilidad en sistemas cerrados incluye una presión atmosférica constante, en tanto que la disponibilidad para sistemas abiertos contiene una presión variable dentro de la expresión del cambio de la entalpía. Es importante observar el proceso físico que describe cada término. Las expresiones que contienen las contribuciones del flujo a la entrada y a la salida se expresan mediante ψ, en tanto que los cambios dentro del volumen de control están dados por ϕ. Asimismo, la formulación de la masa de control sólo incluye la disponibilidad cuando no hay flujo; por lo que con frecuencia se conoce ϕ como disponibilidad la masa de control y a ψ como la disponibilidad del volumen de control. Estas funciones de disponibilidad son casos especiales de las definiciones más generales de la función de Helmholtz o energía libre de Helmholtz, $a = u - Ts$, y de la función de Gibbs o energía libre de Gibbs, $g = h - Ts$. Estas funciones generales se estudiarán con más detalle en la sección 7.5.

El trabajo útil máximo dado en la ecuación (7.10) se escribe de nuevo en términos de las funciones de disponibilidad como

$$\delta W_{\text{rev,u}} = d\left[\left(\phi + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)m\right]_{\text{VC}} + \sum_{s}\left(\psi + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)dm - \sum_{\text{en}}\left(\psi + \frac{1}{2}\frac{\mathbf{V}^2}{g_c} + \frac{gZ}{g_c}\right)dm \qquad (7.13)$$

La conservación de la masa se empleó para eliminar el término que incluye el estado del ambiente o estado muerto. La ecuación (7.13) muestra claramente la importancia y el significado de las funciones de disponibilidad. Considerando un flujo en estado estable por un volumen de control con una sola entrada y una sola salida, con las propiedades de cada acceso uniformes, el trabajo reversible útil o trabajo máximo disponible entre el estado de entrada especificado y el de la salida que rechaza al ambiente, resulta

$$\dot{W}_{\text{rev,u}} = -\dot{m}\psi_{\text{en}} \qquad (7.14)$$

donde se han despreciado los cambios de las energías cinética y potencial. De esta forma, cuando hay flujo, la disponibilidad por unidad de masa en el estado de entrada cuantifica el trabajo máximo útil que puede obtenerse. Para una masa de control, el trabajo reversible útil entre el estado inicial 1 especificado y el estado final 2 en equilibrio con el ambiente es

$$W_{\text{rev,u}} = -(m\phi)_1 \qquad (7.15)$$

De nuevo, la disponibilidad indica el trabajo máximo útil que se puede obtener del estado especificado.

Otra aplicación interesante es el trabajo reversible de un depósito a temperatura alta T_A; éste no se obtiene directamente de las funciones de estado [Ecs. (7.11) y (7.12)] previamente definidas. El trabajo reversible de un depósito a temperatura elevada se determina mediante el concepto de energía máxima disponible para realizar un trabajo. Un depósito a T_A puede emplearse para realizar un trabajo median-

te algún sistema arbitrario que recibe una transferencia de calor desde este depósito. Partiendo de la expresión para el trabajo reversible o máximo, ecuación (7.7), el trabajo máximo para un depósito es

$$\delta W_{rev} = -\delta Q_A\left(1 - \frac{T_0}{T_A}\right) \tag{7.16}$$

Esta es la energía máxima disponible para realizar un trabajo mediante un depósito a T_A y se considera como el trabajo reversible del depósito.

Las definiciones anteriores indican la íntima conexión entre la disponibilidad y el trabajo máximo útil.

Ejemplo 7.3

Calcule la disponibilidad por unidad de masa de los productos de combustión (tratados como aire) que están en el cilindro de un motor a 5000°F y 130 atm.

'Solución

La disponibilidad es una propiedad, por lo que sólo se necesita de la información de los estados. También, dado que la atención se dirige a los productos de combustión contenidos en un cilindro, se requiere la disponibilidad cuando no hay flujo. Considerando el ambiente a P_0 = 1 atm y T_0 = 77°F, la ecuación (7. ll) se escribe

$$\phi = u - u_0 + P_0(v - v_0) - T_0(s - s_0)$$

El aire es ideal en esos estados, pero los calores específicos son función de la temperatura. De la tabla E.2, con v = RT/P y la ecuación (5.60),

$$\phi = u - u_0 + P_0R\left(\frac{T}{P} - \frac{T_0}{P_0}\right) - T_0\left[s_0(T) - s_0(T_0) - R\ln\frac{P}{P_0}\right]$$

$$= (1160.1 - 91.74) + (1)\left(\frac{53.34}{778.16}\right)\left(\frac{5460}{130} - \frac{537}{1}\right)$$

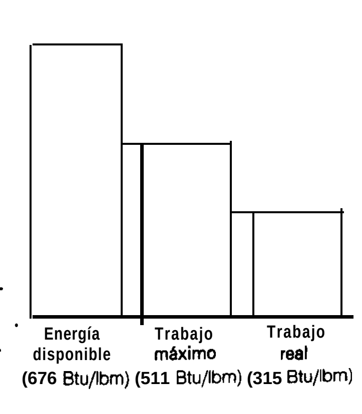
$$- 537\left(2.2294 - 1.6002 - \frac{53.34}{778.16}\ln\frac{130}{1}\right)$$

= 1068.4 – 33.9 – 158.7 Btu/lbm

= 876 Btu/lbm = 2040 kJ/kg

Comentarios

Como se indicó en la ecuación (7.15), este valor representa, con signo contrario, el del trabajo máximo útil que se puede obtener del aire en ese estado. El trabajo se compara con el resultado del ejemplo 7.1, el cual indica el trabajo máximo obtenido entre dos estados especificados. El resultado del ejemplo 7.1 y el de este ejemplo se representan gráficamente en la figura adjunta. La energía disponible es una función del estado especificado respecto al estado muerto y el trabajo máximo se evalúa para el proceso entre dos estados. El trabajo real es menor debido a las irreversibilidades y a la transferencia de calor que no se utiliza.



Ejemplo 7.4

El agua subterránea a temperatura elevada o el vapor de agua calentado en el interior de la tierra son fuentes de energía geotérmica. Evalúe la disponibilidad en flujo estable, por unidad de masa del agua a 150°C y 0.6 MPa.

Solución

La ecuación (7.12) da la disponibilidad por unidad de masa como

$$\psi = h - h_0 - T_0(s - s_0)$$

En la tabla 5.5 se encuentran las propiedades de un fluido incompresible representadas por

$$\psi = c(T - T_0) + v(P - P_0) - T_0 c \ln \frac{T}{T_0}$$

Para el agua líquida a 273 K (Tabla C.3), c = 4.213 kJ/(kg . K) y v = 0.001 m^3/kg; por lo tanto

ψ = 87.3 kJ/kg = 37.5 Btu/lbm

Comentarios

Si el agua tuviese una temperatura de 200°C, sería vapor sobrecalentado a 0.6 MPa. Con las tablas D.8 y D.10 se obtiene

$$\psi = 2850.2 - 104.9 - (298.15)(6.9669 - 0.3672)$$
$$= 777.6 \text{ kJ/kg} = 334.3 \text{ Btu/lbm}$$

lo que resulta mucho mayor que en el caso del líquido. El aumento de temperatura requerido para obtener este vapor sobrecalentado es de 50°C.

7.4 Irreversibilidad

La segunda ley de la termodinámica impone restricciones al ***potencial*** de los procesos posibles. Estas restricciones indican los límites que idealmente podrían obtenerse. Por lo tanto, es factible hacer comparaciones entre los procesos reales e ideales. En el capítulo 6 se hicieron algunas comparaciones tanto para ciclos como para procesos. La eficiencia del ciclo compara la entrega deseada con la entrada requerida. Las eficiencias de los componentes por lo general comparan el proceso real con el isentrópico. En esta sección se presenta la comparación entre el proceso real y el proceso reversible cuando los estados iniciales y de entrada son idénticos entre el proceso real y el reversible y los estados finales y de salida para los procesos reales son iguales a los de los reversibles. Todas las transferencias de calor tienen lugar con el ambiente, por lo que equivalen a una sola transferencia de calor con el depósito a T_0. Esta comparación se ha representado en los diagramas de la figura 7.2.

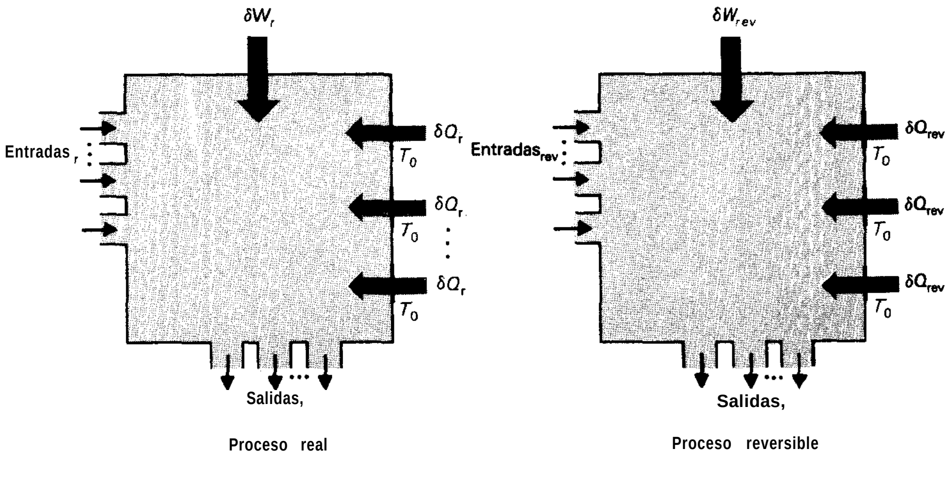


Figura 7.2 Comparación sobre la irreversibilidad.

El trabajo real obtenido está dado por la ecuación (7.6). Para una sola transferencia de calor, esta ecuación queda

$$\delta W_r = d(E - T_0 S)_{VC,\,r} + \sum_s (e + Pv - T_0 s)_r\, dm - \sum_{en} (e + Pv - T_0 s)_r\, dm + T_0\, \delta S_{gen} \quad (7.17)$$

donde el subíndice r indica que se trata del caso real. El trabajo reversible, para una sola transferencia de calor, se obtiene mediante la ecuación (7.7) como

$$\delta W_{rev} = d(E - T_0 S)_{VC,\,rev} + \sum_s (e + Pu - T_0 s)_{rev}\, dm - \sum_{en} (e + Pv - T_0 s)_{rev}\, dm \quad (7.18)$$

donde el subíndice rev indica que se trata del caso reversible. La ***irreversibilidad Z*** se define como la diferencia entre el trabajo reversible y el trabajo real entregados, cuando los dos procesos se originan en los mismos estados y ambos terminan en los mismos estados. Por lo tanto, restando la ecuación (7.18) de la ecuación (7.17) se obtiene

$$\delta I = -(\delta W_{rev} - \delta W_r) = \delta W_r - \delta W_{rev} = T_0\, \delta S_{gen} \quad (7.19)$$

El signo menos resulta de la convención de signos para el trabajo, en la que se acordó que el signo menos representa el trabajo entregado. En la base de flujo, se escribe

$$\dot{I} = \dot{W}_r - \dot{W}_{rev} = T_0 \dot{S}_{gen} \quad (7.20)$$

Al sustituir las ecuaciones (7.1) y (7.2) en las ecuaciones (7.20) y **(7.19),** respectivamente, se obtiene

$$\delta I = T_0\left(dS_{CV} + \sum_s s\,dm - \sum_{en} s\,dm - \frac{\delta Q_0}{T_0}\right) \tag{7.21}$$

y

$$\dot{I} = T_0\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho s\,dV\right) + \sum_s \int_A s\,d\dot{m} - \sum_{en} \int_A s\,d\dot{m} - \frac{\dot{Q}_0}{T_0}\right] \tag{7.22}$$

donde todas las transferencias de calor son con el sumidero a T,. La irreversibilidad tiene unidades de trabajo y, por definición, mide la desviación con respecto al caso ideal o reversible. Por lo tanto, la magnitud de δI o de I se compara directamente con el trabajo realizado e indica una pérdida. Una reducción en la generación de la entropía disminuye las irreversibilidades y mejora la entrega de trabajo de los procesos reales.

La irreversibilidad **del** flujo en estado estable con propiedades uniformes está dada por la ecuación (7.22) como

$$\dot{I} = T_0\left(\sum_s s\dot{m} - \sum_{en} s\dot{m} - \frac{\dot{Q}_0}{T_0}\right) \tag{7.23}$$

Para una sola entrada y una sola salida se reduce a

$$\dot{I} = T_0(s_{out}\dot{m}_{out} - s_{en}\dot{m}_{en}) - \dot{Q}_0 \tag{7.24}$$

o, por la unidad de masa,

$$i = T_0(s_s - s_{en}) - q_0 \tag{7.25}$$

La irreversibilidad para una masa de control, que cambia de un estado inicial 1 a un estado final 2, se obtiene mediante la **ecuación** (7.21) como

$$\delta I = T_0\left(dS_{CV} - \frac{\delta Q_0}{T_0}\right) \tag{7.26}$$

Integrando desde el estado inicial hasta el final se obtiene

$$I = T_0(S_2 - S_1) - {}_1Q_{0,2} \tag{7.27}$$

En términos de las propiedades intensivas queda

$$i = T_0(s_2 - s_1) - {}_1q_{0,2} \tag{7.28}$$

Ejemplo 7.5

Evalúe la irreversibilidad por unidad de masa para una turbina de vapor operando en estado estable entre 3 **MPa, 450°C** y 0.1 **MPa,** x = 1.0. La turbina produce un trabajo igual a 650 **kJ/kg.**

Solución

La irreversibilidad por unidad de masa está dada por

$$i = T_0(s_s - s_{en}) - q_0$$

Los estados especificados permiten encontrar la diferencia de entropía. La primera ley conduce a

$$q_0 = (h_s - h_{en}) - w_r$$

por lo tanto,

$$i = T_0(s_s - s_{en}) - (h_s - h_{en}) + w_r$$

Así pues, de las tablas se obtiene

$$i = T_0(7.3598 - 7.0822) - (2675.3 - 3343.1) - 650$$
$$= 100.6 \text{ kJ/kg} = 43.25 \text{ Btu/lbm}$$

Comentarios

Otra opción para evaluar lo anterior directamente es

$$i = w_r - w_{rev}$$

donde w_{rev} se encontró en el ejemplo 7.2. De esta forma se llega exactamente al mismo resultado.

7.5 Exergía, función de Helmholtz y función de GIbbs

En la sección 7.3 se presentaron las definiciones de la disponibilidad tanto para los casos donde no hay flujo como para aquéllos en que sí lo hay; estas definiciones representan la posibilidad de obtener trabajo útil a partir de un estado particular. La presentación en términos de propiedades intensivas de la disponibilidad para ambos casos está dada por las ecuaciones (7.11) y (7.12) como

$$\phi = u - u_0 + P_0(v - v_0) - T_0(s - s_0)$$

Y

$$\psi = h - h_0 - T_0(s - s_0)$$

Estas definiciones también se denominan ***exergía de sistemas cerrados y exergía de sistemas abiertos,*** respectivamente [1,2]. Existen otras definiciones afines y, en esta sección, se presentará esta nomenclatura.

Las disponibilidades antes presentadas expresan la diferencia entre las propiedades de un estado específico y el estado muerto. En el caso de un sistema cerrado, la propiedad es $u + P_0 v - T_0 s$ y para el caso de un sistema abierto, dicha propiedad es $h - T_0 s$. Estas definiciones también reciben el nombre de ***funciones de disponibilidad*** [2,3]. La diferencia entre las funciones de disponibilidad para un estado específico y el estado muerto da la disponibilidad (sin flujo y con flujo) que se emplea en este libro. Esencialmente, la disponibilidad que se emplea aquí está referida directamente al estado muerto, por lo que sus valores son cero en dicho estado.

La ***función de Helmholtz o energía libre de Helmholtz,*** $a = u - Ts$, es una función de estado que depende únicamente del estado de la sustancia (no está ligada al estado muerto). La disponibilidad sin flujo está relacionada a la función de Helmholtz para un proceso especial. Considere una masa de control que realiza un proceso a volumen y temperatura constantes. El proceso ocurre en equilibrio térmico con la atmósfera (es decir, a $T = T_0$). El trabajo útil máximo para un proceso del estado 1 al estado 2 se obtiene mediante la ecuación (7.13) como

$$_1w_{rev,u,2} = \phi_2 - \phi_1 \tag{7.29}$$

donde se han despreciado los cambios de las energías cinética y potencial. Con la disponibilidad sin flujo, el resultado para un proceso a volumen y temperatura constantes $(T_1 = T_2 = T_0)$ es

$$_1w_{rev,u,2} = (u_1 - T_1 s_1) - (u_2 - T_2 s_2) = a_1 - a_2 \tag{7.30}$$

Por lo tanto, la disponibilidad en sistemas cerrados es la función de Helmholtz para un proceso a volumen y temperatura constantes $(T_1 = T_2 = T_0)$ y la diferencia corresponde al trabajo útil máximo. Debe observarse que la ecuación anterior ***es trivial*** para una sustancia pura, simple y compresible, ya que el postulado de estado requiere únicamente de dos propiedades independientes para determinar el estado. Por lo tanto, con $V_1 = V_2$ y $T_1 = T_2$, los estados están determinados y $a_1 = a_2$. La ecuación (7.30) resulta útil para sistemas con reacción química, que requieren más propiedades para especificar su estado.

La función de Gibbs o energía libre de Gibbs, $g = h - Ts$, también es una función de estado y está relacionada con la disponibilidad en sistemas abiertos. El trabajo útil máximo para un volumen de control que realiza un proceso a presidn y temperatura constantes en equilibrio con la atmósfera $(P_1 = P_2 = P_0$ y $T_1 = T_2 = T_0)$ está dado por la ecuación (7.13) como

$$\begin{aligned} _1w_{rev,u,2} &= \psi_s - \psi_{en} \\ &= (h - Ts)_s - (h - Ts)_{en} \\ &= g_s - g_{en} \end{aligned}$$

donde se han despreciado los cambios de las energías cinética y potencial y se considera una sola entrada y una sola salida. La disponibilidad en sistemas abiertos y la función de Gibbs son iguales para el proceso a presión y temperatura constantes antes indicado. El mismo resultado final se obtiene para una masa de control que realice un proceso a presión y temperatura constantes. Nuevamente, debe observarse que

esta diferencia es cero en una sustancia simple, pura, compresible y que la ecuación (7.31) resulta útil para sistemas que reaccionan químicamente.

7.6 Comparaciones generales entre procesos

En esta sección se desarrolla una comparación general entre los procesos, ampliándose así el **análisis** previo. Considere un volumen de control general, con un **número** arbitrario de entradas, de salidas, de transferencias de calor y mecanismos de trabajo. El sistema se esquematiza en la figura 7.3. El proceso real se indica mediante **el** subíndice ***r*.** La comparación toma como referencia a un proceso totalmente reversible, el cual también se representa en la figura 7.3 y se le distingue mediante el subíndice rev. En este punto del desarrollo las entradas, las salidas, los estados iniciales y los estados finales pueden diferir entre los dos procesos. Los valores del flujo másico se consideran iguales en cualquier punto de cada proceso.

La primera y la segunda leyes se escriben para cada proceso y se combinan. El trabajo en el proceso ***real*** está dado por la ecuación (7.6) como

$$\delta W_r = d(E - T_0 S)_{VC,\, r} + \sum_s (e + Pv - T_0 s)_r\, dm$$

$$- \sum_{en} (e + Pu - T_0 s)_r\, dm - \sum_i \delta Q_{i,\, r} \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) + T_0\, \delta S_{gen} \qquad (7.32)$$

donde SS,,, es finita ya que éste es el proceso real y generalmente es irreversible. El trabajo para el proceso ***reversible*** [igual a la ecuación **(7.7)]** es

$$\delta W_{rev} = d(E - T_0 S)_{VC,\, rev} + \sum_s (e + Pv - T_0 s)_{rev}\, dm$$

$$- \sum_{en} (e + Pv - T_0 s)_{rev}\, dm - \sum_i \delta Q_{i,\, rev} \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \qquad (7.33)$$

Para el proceso reversible, la generación de entropía es cero.

Los procesos se comparan con base al trabajo entregado, δW_r y δW_{rev}. El trabajo óptimo esperado corresponde al proceso totalmente reversible; el proceso real presenta irreversibilidades o contribuciones finitas de la generación de entropía. El objetivo de la comparación es determinar el efecto de las irreversibilidades sobre el trabajo entregado por un proceso. Las ecuaciones (7.32) y (7.33) dan las expresiones para el trabajo que se obtiene mediante un proceso real y un proceso reversible. Cuando se desea comparar el trabajo de un proceso real y el de un proceso reversible, no todos los términos de las ecuaciones que los describen resultan idénticos. El proceso real tiene una generacibn de entropía finita, por lo que uno de los términos de la ecuación (7.32) debe diferir del correspondiente en la ecuación (7.33). El término específico que resulta diferente en los dos procesos toma en cuenta los diferentes procesos físicos que tienen lugar: uno es real y el otro reversible. El efecto físico corresponde a una expresión en la ecuación gobernante que ajusta las diferencias entre los procesos real y reversible.

El término que varía entre los procesos real y reversible es completamente arbitrario, aunque se han adoptado ciertas convenciones. Una comparación de referencia entre los procesos considera que los estados y, por lo tanto, las propiedades **den-**

tro del volumen de control y los estados a las entradas y a las salidas son idénticos para el proceso reversible y para el proceso real. Así pues, la transferencia de calor se emplea para ajustar la irreversibilidad o generación de entropía del proceso real. La transferencia de calor "fluctúa" para considerar la generación de entropía. Esta comparación se presentó en la sección 7.4 y se definió como irreversibilidad. La elección de la transferencia de calor como término de ajuste para la irreversibilidad no es universal. Por lo tanto, la comparación general de los procesos se deja arbitrariamente en este punto.

La comparación entre el proceso real y el proceso reversible se realiza mediante la resta del trabajo real obtenido del trabajo reversible. Así [restando la ecuación (7.33) de la ecuación **(7.32)**]

$$\begin{aligned}\delta W_r - \delta W_{\text{rev}} = T_0\, \delta S_{\text{gen}} &+ d[(E - T_0 S)_{\text{VC},\, r} - (E - T_0 S)_{\text{VC, rev}}] \\ &+ \sum_s [(e + Pv - T_0 s)_r - (e + Pv - T_0 s)_{\text{rev}}]\, dm \\ &- \sum_{\text{en}} [(e + Pv - T_0 s)_r - (e + Pv - T_0 s)_{\text{rev}}]\, dm \\ &- \sum_i (\delta Q_{i,r} - \delta Q_{i,\text{rev}})\left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \qquad (7.34)\end{aligned}$$

Esta ecuación relaciona el trabajo máximo que es posible obtener mediante un proceso de referencia con el trabajo real obtenido por el proceso real en estudio. La expresión está en términos de una diferencia y se puede interpretar como ***trabajo disponible perdido*** **[2]**. El valor resultante es un término con carácter de trabajo, el que es igual a cero cuan60 el proceso real es un proceso reversible. El primer término del lado derecho representa las irreversibilidades del proceso real y es el objetivo de la comparación. Los siguientes tres términos son las diferencias de las cantidades reales y las reversibles. Existen diferencias entre las propiedades dentro del volumen de control y también difieren las propiedades de las entradas y las salidas. El último término representa la diferencia en la transferencia de calor entre el proceso real y el proceso reversible de referencia.

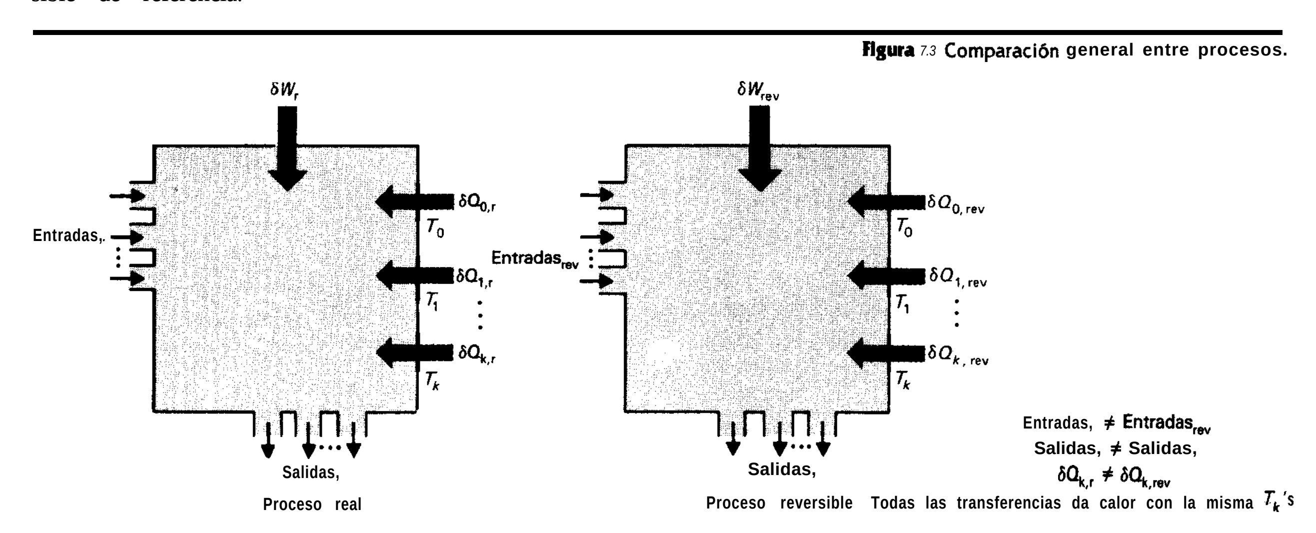


Figura 7.3 Comparación general entre procesos.

La comparación entre los dos procesos de la figura 7.3 y la ecuación (7.34) puede semejar a la comparación entre manzanas y naranjas, ya que los procesos comparados no parecen tener conexión entre sí. En este momento así parece. Para comprender la generalidad de esta expresión, es necesario considerar algunas aplicaciones que se presentaron con anterioridad, recordando que la ecuación (7.34) compara el proceso real con el proceso ideal de referencia.

Comparación 1

Sea el caso de un volumen de control en condiciones en estado estable, con una sola entrada y una sola salida. Existe únicamente una transferencia de calor del volumen de control a los alrededores a T_0. La suma sobre todas las transferencias de calor en la ecuación (7.34) incluye únicamente un término y la temperatura es T_0. Por lo tanto, si bien el término de transferencia de calor no aparece directamente en la ecuación, permite la comparación entre los procesos. El proceso reversible considera los mismos estados a la entrada y a la salida que el proceso real con el que se compara. Y así, las contribuciones de entrada y de salida en la ecuación (7.34) son cero. El cambio dentro del volumen de control es cero, dado que el proceso se realiza en estado estable. La ecuación (7.34) se reduce a

$$\delta W_r - \delta W_{rev} = T_0\, \delta S_{gen} \tag{7.35}$$

Para esta comparación de procesos en estado estable, la ecuación (7.35) con base en la rapidez de flujo se escribe

$$\dot{W}_r - \dot{W}_{rev} = T_0 \dot{S}_{gen} \tag{7.36}$$

La diferencia entre el caso reversible y el real corresponde a la generación de entropía en el caso real. Este resultado es igual al que se obtuvo con las ecuaciones (7.19) y (7.20) para la irreversibilidad.

Comparación 2

Considere un proceso con una masa de control y con transferencia de calor a los alrededores a T_0 , donde los procesos real y reversible se originan en un estado común y terminan en otro estado común. Una masa de control no tiene ni entradas ni salidas, por lo que la ecuación (7.34) se reduce a

$$\delta W_r - \delta W_{rev} = T_0\, \delta S_{gen} \tag{7.37}$$

Este resultado es igual al que se obtuvo para la irreversibilidad en la sección 7.4. El aspecto común en las dos comparaciones presentadas es la transferencia de calor a los alrededores a T_0. Los estados del sistema son los mismos y la comparación entre los procesos se realiza mediante el término de transferencia de calor.

Comparación 3

Una comparación final considera una máquina real y una reversible operando mediante un ciclo entre dos depósitos térmicos a T_0 y T_1. La fuente a temperatura

elevada se encuentra a T_1 y el sumidero a baja temperatura está a T_0. Escribiendo la segunda ley para el ciclo [Ec. (7.2)] se obtiene

$$S_{gen} = \frac{|Q_0|}{T_0} - \frac{|Q_1|}{T_1} \geq 0 \tag{7.38}$$

Como las temperaturas de los depósitos están fijas, las transferencias de calor en el caso real y en el caso reversible pueden diferir. La forma cíclica integrada de la ecuación (7.34) es

$$W_r - W_{rev} = T_0 S_{gen} - (Q_{1,r} - Q_{1,rev})\left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) \tag{7.39}$$

En este momento la comparación es arbitraria ya que la transferencia de calor real al sistema es diferente de la transferencia reversible. Cuando la comparación se hace con base en entregas de calor iguales, $Q_{1,r} = Q_{1,rev}$, entonces

$$W_r - W_{rev} = T_0 S_{gen} \tag{7.40}$$

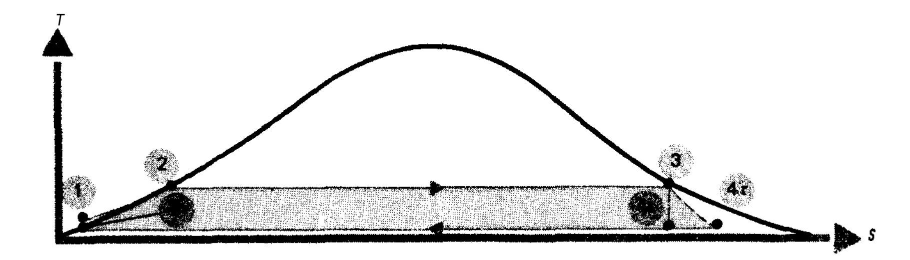
Obsérvese que Q_0 fluctúa en la comparación.

Es obvio que se pueden presentar numerosas comparaciones, las cuales se basan en el trabajo reversible de la ecuación (7.7) y el trabajo real. La diferencia está dada en la ecuación (7.34).

Ejemplo 7.6

Un ciclo de Rankine idealizado opera con vapor de agua entre una temperatura en el condensador de 60°F y una temperatura en la caldera de 220°F. A la entrada de la turbina se tiene vapor saturado y a la entrada de la bomba el líquido está saturado. La eficiencia de la turbina adiabática es del 70% y la eficiencia de la bomba adiabática es del 100%. Evalúe $w_r - w_{rev}$ para cada proceso del ciclo, así como para el ciclo completo. La temperatura del ambiente es de 50°F y la fuente de energía está a 300°F.

Diagrama



Solución

La información de los estados es la siguiente:

Estado	P, psia	T, °F	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)	x
1	17.19†	—	28.15	(0.0555)	—
2	(17.19)	220		(0.3239)	0.0
3	(17.19)	220	(1153.4)	(1.7442)	1.0
4a	(0.26)	60	980.2	(1.8870)	(0.8982)
4s	0.26	(60)	(905.9)	1.7442	(0.8282)
5	(0.26)	60	(28.1)	(0.0555)	0.0

† Las entradas que no están dentro de paréntesis determinan el estado.

El estado real a la salida de la turbina se encuentra mediante la eficiencia isentrópica. Para la turbina,

$$\eta_t = \frac{h_{4,r} - h_3}{h_{4,s} - h_3} = 0.70$$

por lo tanto,

$$h_{4,r} = h_3 + (0.70)(h_{4,s} - h_3) = 980.2 \text{ Btu/lbm}$$

La bomba es isentrópica, ya que su eficiencia es del 100%. Así,

$$w_b = v_5(P_1 - P_5) = h_1 - h_5 = 0.0502 \text{ Btu/lbm}$$

Y

$$h_1 = 28.15 \text{ Btu/lbm}$$

Todos los estados se encuentran determinados y las propiedades se obtienen de la tabla E.8.

El análisis mediante la primera ley para este ciclo da las transferencias de calor y el trabajo. Ya que se requiere algo de esta información para el análisis del trabajo disponible perdido, se le presentará a continuación. El trabajo de la bomba y el trabajo de la turbina son

$$_5w_1 = w_b = v_5(P_1 - P_5) = 0.0502 \text{ Btu/lbm}$$

Y

$$_3w_{4,r} = w_t = h_{4,r} - h_3 = -173.2 \text{ Btu/lbm}$$

por lo tanto,

$$w_{net} = w_t + w_b = -173.15 \text{ Btu/lbm}$$

La transferencia de calor de la caldera y la del condensador son

$$_1q_3 = \text{a-a} = h_3 - h_1 = 1125.3 \text{ Btu/lbm}$$

$$_{4,r}q_5 = q_c = h_5 - h_{4,r} = -952.1 \text{ Btu/lbm}$$

La ecuación (7.34) es la expresión que gobierna el trabajo disponible perdido y la generación de entropía está dada por la ecuación (7.2). La expresión del estado estable elimina los cambios dentro del volumen de control. En la comparación entre los procesos componentes reales y reversibles, los estados a la entrada y a la salida son los mismos y los calores transferidos se considerarán iguales. Por consiguiente, con la ecuación (7.2) sustituida en la ecuación (7.34) queda

$$w_r - w_{rev} = T_0(s_s - s_{en}) - T_0 \sum_i \frac{q_i}{T_i}$$

Los valores del trabajo disponible perdido para cada proceso, empleando T_0 = 459.67 + 50 = 509.67°R, son

$$(w_r - w_{rev})_b = T_0(s_1 - s_5) = 0$$

$$(w_r - w_{rev})_t = T_0(s_{4,r} - s_3) = 72.78 \text{ Btu/lbm}$$

$$(w_r - w_{rev})_{ca} = T_0(s_3 - s_1) - T_0 \frac{q_{ca}}{459\ 67 + 300} = 105.7 \text{ Btu/lbm}$$

$$(w_r - w_{rev})_c = T_0(s_5 - s_{4,r}) - T_0 \frac{q_c}{T_{r0}} = 18.64 \text{ Btu/lbm}$$

El trabajo disponible perdido en la bomba es cero, ya que el proceso es reversible y adiabático, es decir, isentrópico.

El trabajo disponible perdido para el ciclo total se encuentra mediante la expresión anterior, observando que la diferencia de la entropía para el ciclo es cero. Por lo tanto,

$$(w_r - w_{rev})_{ciclo} = -q_{ca}\frac{T_0}{759.67} - q_c \frac{T_0}{T_0}$$

o

$$(w_r - w_{rev})_{ciclo} = |q_c| - |q_{ca}| \frac{509.67}{759.67} = 197.1 \text{ Btu/lbm}$$

Este valor es igual al que se obtiene mediante la suma de los valores del trabajo disponible perdido para la turbina, la caldera y el condensador.

Comentarios

Obsérvese que las expresiones del trabajo disponible perdido en este ejemplo son similares a la definición de la irreversibilidad en la sección 7.4. En este caso, la diferencia se debe a que se permiten transferencias de calor con más de un alrededor.

Este ejemplo, repetido para varias eficiencias de la turbina, da origen a los resultados siguientes:

η_t, %	$(w_r - w_{rev})_t$, Btu/lbm	$(w_r - w_{rev})_{ca}$ Btu/lbm	$(w_r - w_{rev})_c$, Btu/lbm	$(w_r - w_{rev})_{ciclo}$, Btu/lbm
70	72.78	105.7	18.64	197.1
80	48.47	105.7	18.15	172.3
90	24.26	105.7	17.66	147.6
100	0.0	105.7	17.12	122.8

La suma de los valores del trabajo disponible perdido de la turbina, la caldera y el condensador es igual al valor correspondiente al ciclo, como se mostró antes. El valor para la bomba siempre es cero ya que es isentrópica.

Un punto final importante. El trabajo disponible perdido para la turbina adiabática que se acaba de dar, corresponde exactamente a la irreversibilidad en la **sección** 7.4, como se marcó en la comparación 1 de la sección 7.5. Resulta igualmente importante comparar el trabajo de la turbina real con el de la turbina reversible isentrópica. Esta comparación considera diferentes estados a la salida. El trabajo disponible perdido en la ecuación (7.34) es

$$(w_r - w_{rev})_t = T_0(s_{4,r} - s_3) + (h - T_0 s)_{4,r} - (h - T_0 s)_{4,s}$$
$$= h_{4,r} - h_{4,s} + T_0(s_{4,s} - s_3)$$

Pero $s_{4,s} = s_3$; por lo tanto,

$$(w_r - w_{rev})_t = h_{4,r} - h_{4,s}$$

La comparación entre los valores de este trabajo disponible perdido es la siguiente:

η_t	$(w_r - w_{rev})_t$, Btu/lbm
70	74.3
80	49.5
90	24.8
100	0.0

Los valores en esta comparación son mayores que los encontrados en comparaciones previas. El valor de w_{rev} en este último caso se fija en el valor isentrópico (eficiencia de la turbina = 100%) y es el mayor valor negativo posible. Las comparaciones previas se hicieron entre los mismos estados a la ***entrada*** y los mismos estados a la ***salida*** para el trabajo real y el reversible para una eficiencia de la turbina dada, por lo que la comparación entre los procesos cambia con la eficiencia de la turbina y tiene un valor negativo menor que el de la turbina isentrópica.

7.7 Resumen

El tema de este capítulo es la generación de entropía y la meta deseada por el análisis mediante la segunda ley es la reducción de dicha generación. En este capítulo se desarrollaron definiciones y relaciones muy importantes para el análisis de sistemas termodinámicos. Una sustancia en un estado diferente al estado muerto contiene energía disponible que puede ser útil para satisfacer nuestras necesidades. Los ingenieros tratan de emplear esta energía disponible para satisfacer las necesidades de sus máquinas particulares. En la sección 7.3 se presentaron los métodos con que se calcula esta energía disponible. La disponibilidad se relaciona directamente con el trabajo útil máximo que se puede obtener a partir de un estado específico (en relación con el estado muerto).

Se han impuesto otras restricciones a los mecanismos termodinámicos que impiden emplear toda la energía disponible. Restricciones impuestas por otros componentes del sistema, materiales, económicas, etc., indican si un proceso es factible entre un estado inicial y uno final (o estados a la entrada y a la salida). Por consiguiente, el trabajo útil máximo entre dos estados específicos es importante. En este caso, se han obtenido las relaciones para el trabajo máximo mediante el trabajo reversible [Ec. (7.7)] y el trabajo útil reversible [Ec. (7.10)]. La medida de la incapacidad de un proceso real para alcanzar al caso ideal, entre dos estados especificados, es la irreversibilidad [Ecs. (7.21) y (7.22)]. La irreversibilidad está relacionada directamente con la generación de entropía y puede compararse de un modo directo por la desigualdad entre el trabajo real y el reversible.

La ecuación (7.34) es una ecuación general de comparación entre el proceso real y el ideal. Esta relación compara dos procesos arbitrarios. Los ejemplos dados en la sección 7.6 indican que la irreversibilidad es un caso específico de esta comparación general. La especificación de un proceso real y de un proceso reversible de referencia permite comparar dichos procesos.

Problemas

7.1 S El **agua** de enfriamiento de una planta de potencia sale del condensador a 33 °C y a la presión atmosférica. El agua es enfriada y descargada en un sumidero a 25 °C a la presión atmosférica. Calcule la transferencia de calor por unidad de masa requerida y la generación de entropía. Evalúe el trabajo reversible que puede obtenerse a partir de los estados especificados.

7.11 El agua de enfriamiento de una planta de potencia sale del condensador a 90 °F y ala presión atmosférica. El agua es enfriada y descargada a un sumidero a 75 °F a la presión atmosférica. Calcule la transferecnia de calor por unidad de masa requerida y la generación de entropía. Evalúe el trabajo reversible que puede obtenerse a partir de los estados especificados.

7.2S El concepto de cogeneración tiene por base un ciclo de Rankine donde se emplea una turbina cuyas condiciones a la salida están por arriba de las condiciones ambientales. La entalpía del vapor de agua, a la salida de la turbina, se emplea entonces para un segundo propósito, tal como algún proceso con vapor de agua que opera un sistema de calentamiento o de enfriamiento, etc.

a) Grafique la disponibilidad del vapor de agua a la salida de la turbina contra la presión de salida (101.3 < P < 1000 kPa), con la calidad (0.5 < x < 1) como parámetro.

b) Si resolvió el problema 6.328, observó cómo varía la eficiencia de un ciclo de Raukine con la presión de salida de la turbina. Comente cualquier limitación que observe en la cogeneración.

7.21 El concepto de cogeneración tiene por base un ciclo de Rankine donde se emplea una turbina cuyas condiciones a la salida están por arriba de las condiciones ambientales. La entalpía del vapor de agua, a la salida de la turbina, se emplea entonces para un segundo propósito, tal como algún proceso con vapor de agua que *opera* un sistema de calentamiento o de enfriamiento, etc.

a) Grafique la disponibilidad del vapor de agua a la salida de la turbina contra la presión de salida (14.7 < P < 150 psia), con la calidad (0.5 < x < 1) como parámetro.

b) Si resolvió el problema 6.321, observó cómo varía la eficiencia de un ciclo de Rankine con la presión de salida de la turbina. Comente cualquier limitación que observe en la cogeneración.

7.3s Un sistema de conversión de energía térmica de los océanos (CETO) emplea como fuente de energía el gradiente de temperatura dentro del océano. ¿Cuál es la disponibilidad de volumen de control por unidad de masa para una temperatura superficial del agua de 25°C y un estado muerto a 10°C?

7.31 Un sistema de conversión de energía térmica de los océanos (CETO) emplea como fuente de energía el gradiente de temperatura dentro del océano. ¿Cuál es la disponibilidad del volumen de control por unidad de masa para una temperatura superficial del agua de 75°F y un estado muerto a 50°F?

7.4s Un sistema de conversión de energía térmica de los océanos opera como una máquina térmica tomando el agua superficial a 28°C como el depósito a temperatura elevada y el agua profunda a 14°C como el depósito a baja temperatura. ¿Cuál es el w_{rev} en este sistema?

7.41 Un sistema de conversión de energía térmica de los océanos opera como una máquina térmica tomando el agua superficial a 80°F como el depósito a temperatura elevada y el agua profunda a 56°F como el depósito a baja'temperatura. ¿Cuál es el w_{rev} en este sistema?

7.5S Se cuenta con dos fuentes de refrigerante 12 para emplearse en un cilindro cerrado: 4 MPa, 150°C u 80 kPa, 200°C. ¿Cuál fuente tiene la mayor energía disponible? (Use P_0 = 100 kPa.)

7.51 Se cuenta con dos fuentes de refrigerante 12 para emplearse en un cilindro cerrado: 400 psia, 300°F o 10 psia, 400°F. ¿Cuál fuente tiene la mayor energía disponible? (Use Po = 14.7 psia.)

7.6S Un pozo geotérmico produce vapor de agua a 220°C y 1 MPa en la boca del pozo. ¿Cuáles son la disponibilidad del volumen de control y el trabajo reversible para esta fuente?

7.61 Un pozo geotérmico produce vapor de agua a 400°F y 150 psia en la boca del pozo. ¿Cuáles son la disponibilidad del volumen de control y el trabajo reversible para esta fuente?

7.7S Un estanque solar, con 3 m de profundidad, produce energía en el fondo, la cual puede extraerse hasta la temperatura de saturación en la base del estanque. Por simplicidad, considere que el volumen específico del agua del estanque tiene un valor promedio de 8.83 x 10^{-4} m^3/kg. ¿Cuáles son la disponibilidad del volumen de control y el trabajo reversible para esta fuente?

7.71 Un estanque solar, con 10 ft de profundidad, produce energía en el fondo, la cual puede extraerse hasta la temperatura de saturación en la base del estanque. Por simplicidad, considere que el volumen específico del agua del estanque tiene un valor promedio de 1.335 x 10^{-2} ft^3/lbm. ¿Cuáles son la disponibilidad del volumen de control y el trabajo reversible para esta fuente?

7.8S Una botella contiene aire a 10 atm y 500 K. El aire se enfría mediante una transferencia de calor con los alrededores hasta que llega a 300 K.

a) ¿Cuál es la disponibilidad del aire ϕ en su estado inicial?

b) ¿Cuál es el trabajo reversible durante el proceso de enfriamiento?

c) ¿Cuál es la irreversibilidad del proceso?

7.81 Una botella contiene aire a 10 atm y 900°R. El aire se enfria

mediante una transferencia de calor con los alrededores hasta que llega a 540 °R.

a) ¿Cuál es la disponibilidad del aire ϕ en su estado inicial?

b) ¿Cuál es el trabajo reversible durante el proceso de enfriamiento?

c) ¿Cuál es la irreversibilidad del proceso?

7.9s Evalúe la función de Gibbs g y la función de Helmholtz ala entrada de una turbina que recibe vapor de agua a 350°C y 2 MPa.

7.91 Evalúe la función de Gibbs g y la función de Helmholtz a la en-entrada de una turbina que recibe vapor de agua a 700°F y 300 psia.

7.10 Un gas ideal que esta a la temperatura T, se comprime isotérmicamente desde el volumen V_1 hasta el V_2. ¿Cuál es la relación entre el trabajo reversible y el real? Los alrededores están a T_0.

7.11 Un gas ideal se comprime isobáricamente desde el volumen V_1 hasta el volumen V_2. ¿Cuál es la relación entre el trabajo reversible y el real? Los alrededores están a T_0.

7.12 A partir de la ecuación (7.34) deduzca una relación para la eficiencia de una turbina de vapor, $\eta'_t = w_r/w_{rev}$, operando entre T y P a la entrada y P_s a la salida. Emplee las mismas hipótesis de la sección 5.10.1 para determinaf la eficiencia de la turbina. Comente el resultado y compárelo con aquel que se usa normalmente para la eficiencia de la turbina.

7.13S Calcule la irreversibilidad por unidad de masa de una turbina adiabática cuya entrada está a 4 MPa y 350°C y la presión a la salida es igual a 0.1 MPa. La eficiencia de la turbina es de 0.80 y el fluido de trabajo es agua.

7.131 Calcule la irreversibilidad por unidad de masa de una turbina adiabática cuya entrada está a 600 psia y 700°F y la presión a la salida es igual a 14.7 psia. La eficiencia de la turbina es de 0.80 y el fluido de trabajo es agua.

7.14s El tanque de la figura P7.14 contiene inicialmente 0.3 kg de un gas ideal, N_2, a 530 K. El pistón es sin peso, adiabático y sin fricción. El tanque de 0.12 m^3 se conecta a una fuente infinita de aire a 530 K y 0.7 MPa. El aire entra al tanque hasta que su temperatura es de 560 K y su masa final es igual a 0.15 kg. Calcule la irreversibilidad del proceso, considerando que 8.6 kJ se transfieren como calor *del* N_2 hacia los alrededores a 25°C.

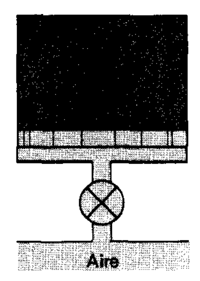


Figura P7.14

7.141 El tanque de la figura P7.14 contiene inicialmente 0.7 lbm de un gas ideal, N_2, a 950°R. El pistón es sin peso, adiabático y sin fricción. El tanque de 4.2 ft^3 se conecta a una fuente infinita de aire a 950°R y 100 psia. El aire entra al tanque hasta que su temperatura es de 1000°R y su masa final es igual a 0.35 lbm. Calcule la irreversibilidad del proceso, considerando que 8.2 Btu se transfieren como calor *del* N_2 hacia los alrededores a 75°F.

7.15S Una turbina de vapor recibe vapor de agua sobrecalentado a 350°C y 2 MPa y el cual rechaza a la presión de 8 kPa. La eficiencia isentrópica de la turbina es del 75%.

a) ¿Qué fracción de la disponibilidad produce la turbina como trabajo?

b) ¿Qué fracción del trabajo máximo produce la turbina?

7.151 Una turbina de vapor recibe vapor de agua sobrecalentado a 700°F y 300 psia y el cual rechaza a la presión de 1 psia. La eficiencia isentrópica de la turbina es del 75%.

a) ¿Qué fracción de la disponibilidad produce la turbina como trabajo?

b) ¿Qué fracción del trabajo máximo produce la turbina?

7.16 ¿Cuál es la irreversibilidad de la turbina en el problema 7.15?

7.17S Una torre solar genera vapor de agua a 515°C y 1 MPa, en tanto que transfiere energía a un aceite mineral a 304°C para su almacenamiento. Calcule la disponibilidad del vapor de agua generado y del aceite mineral caliente almacenado. Comente qué resulta más deseable entre generar energía directamente mediante el vapor de agua o a partir de la energía almacenada vía un generador de vapor.

7.171 Una torre solar genera vapor de agua a 950°F y 150 psia, en tanto que transfiere energía a un aceite mineral a 580°F para su almacenamiento. Calcule la disponibilidad del vapor de agua generado y del aceite mineral caliente almacenado. Comente qué resulta más deseable entre generar energía directamente mediante el vapor de agua o a partir de la energía almacenada por un generador de vapor.

7.18S Vapor de amoniaco a —10°C y 100 kPa entra a un compresor adiabático donde es comprimido hasta una presión final de 250 kPa. El compresor tiene una eficiencia isentrópica del 70%.

a) Encuentre el trabajo real del compresor.

b) Calcule el trabajo reversible en el proceso descrito.

c) ¿Cuál es la disponibilidad del volumen de control del amoniaco que entra al compresor?

d) Encuentre la disponibilidad del volumen de control del amoniaco que sale del compresor.

7.181 Vapor de amoniaco a 15°F y 14.6 psia entra en un compresor adiabático donde es comprimido hasta una presión final de 35 psia. El compresor tiene una eficiencia isentrópica del 70%.

a) Encuentre el trabajo real del compresor.

b) Calcule el trabajo reversible para el proceso descrito.

c) ¿Cuál es la disponibilidad del volumen de control del amoniaco que entra al compresor?

d) Encuentre la disponibilidad del volumen de control del amoniaco que sale del compresor.

7.19S Vapor de amoniaco a -10°C y 100 kPa entra en un compresor isotérmico donde es comprimido hasta una presión final de 250 kPa. El compresor tiene una eficiencia isotérmica del 70%. La transferencia de calor en el compresor ideal (isotérmico) es de -150 kJ/kg.

a) Encuentre el trabajo real del compresor.

b) Calcule el trabajo reversible para el proceso descrito.

c) ¿Cuál es la disponibilidad de sistema abierto del amoniaco que entra al compresor?

d) Encuentre la disponibilidad de sistema abierto del amoniaco que sale del compresor.

7.191 Vapor de amoniaco a 15°F y 14.6 psia entra en un compresor isotérmico donde es comprimido hasta una presión final de 35 psia. El compresor tiene una eficiencia isotérmica del 70%. La transferencia de calor en el compresor ideal (isotérmico) es de -65 Btu/lbm .

a) Encuentre el trabajo real del compresor.

b) Calcule el trabajo reversible para el proceso descrito.

c) ¿Cuál es la disponibilidad de sistema abierto del amoniaco que entra al compresor?

d) Encuentre la disponibilidad de sistema abierto del amoniaco que sale del compresor.

7.20 En un proceso de calentamiento se incrementa la temperatura del fluido de trabajo mediante una transferencia de calor cuyo flujo es $\dot{Q}$, desde un depósito a la temperatura T,. El fluido de trabajo recibe esta transferencia de calor en un proceso a presión constante. Deduzca una expresión para la eficiencia (según la segunda ley) de este proceso.

7.21 La eficiencia de una máquina térmica dada, tal como se definió en la sección 5.11, es la eficiencia con base en la primera ley; es decir, describe el trabajo entregado respecto a la transferencia de calor suministrado. Comente cómo puede describir la eficiencia con base en la segunda ley para dicha máquina térmica y deduzca una expresión para esta eficiencia.

7.22 Deduzca una expresión para la eficiencia con base en la segunda ley para un ciclo de Brayton simple, cerrado, operando entre una temperatura máxima y una mínima de T_2 y T_4.

7.23 Una forma del enunciado de Clausius para la segunda ley es: "No es posible transferir calor desde un depósito a baja temperatura hasta otro a mayor temperatura sin realizar un trabajo sobre el sistema". Dado este enunciado, considere una maquina de enfriamiento por absorción (véase en la sección 6.5.4 una descripción).

a) Puesto que sólo se requiere transferencia de calor -no trabajo- para operar el ciclo, ¿se viola el enunciado de Clausius para la segunda ley?

b) ¿Cómo caracterizaría la eficiencia con base en la segunda ley para un sistema de enfriamiento por absorción?

7.243 Encuentre la eficiencia con base en la segunda ley para un ciclo de Rankine con vapor de agua, operando a una presión de 6 MPa en la caldera, con una temperatura de sobrecalentamiento de 400°C y una presión en el condensador de 8 kPa, cuando la turbina es isentrdpica.

7.241 Encuentre la eficiencia con base en la segunda ley para un ciclo de Rankine con vapor de agua, operando a una presión de 800 psia en la caldera, con una temperatura de sobrecalentamiento de 800°F y una presión en el condensador de 1 psia, cuando la turbina es isentrópica.

7.25S Deduzca la expresión para la eficiencia con base en la segunda ley para un ciclo de refrigeración general. Empleando esta expresión encuentre la eficiencia con base en la segunda ley para un ciclo de refrigeración por compresión de vapor que emplea

refrigerante 12, con una temperatura en el evaporador de 5°C y una temperatura en el condensador de 40°C. El ciclo no tiene sobrecalentamiento a la salida de evaporador ni subenfriamiento a la salida del condensador. El compresor tiene una eficiencia del 65%.

7.251 Deduzca la expresión para la eficiencia con base en la segunda ley para un ciclo de refrigeración general. Empleando esta expresión encuentre la eficiencia con base en la segunda ley para un ciclo de refrigeración por compresión de vapor que emplea refrigerante 12, con una temperatura en el evaporador de 40°F y una temperatura en el condensador de 100°F. El ciclo no tiene sobrecalentamiento a la salida de evaporador ni subenfriamiento a la salida del condensador. El compresor tiene una eficiencia del 65%.

Referencias

1. J. E. Ahem, *The Exergy Method of Energy Systems Analysis*, Wiley, New York, 1980.
2. A. Bejan, *Entropy Generation through Heat and Fluid Flow*, Wiley-Interscience, New York, 1982.
3. J. H. Keenan, *Thermodynamics*. Wiley, New York, 1941.

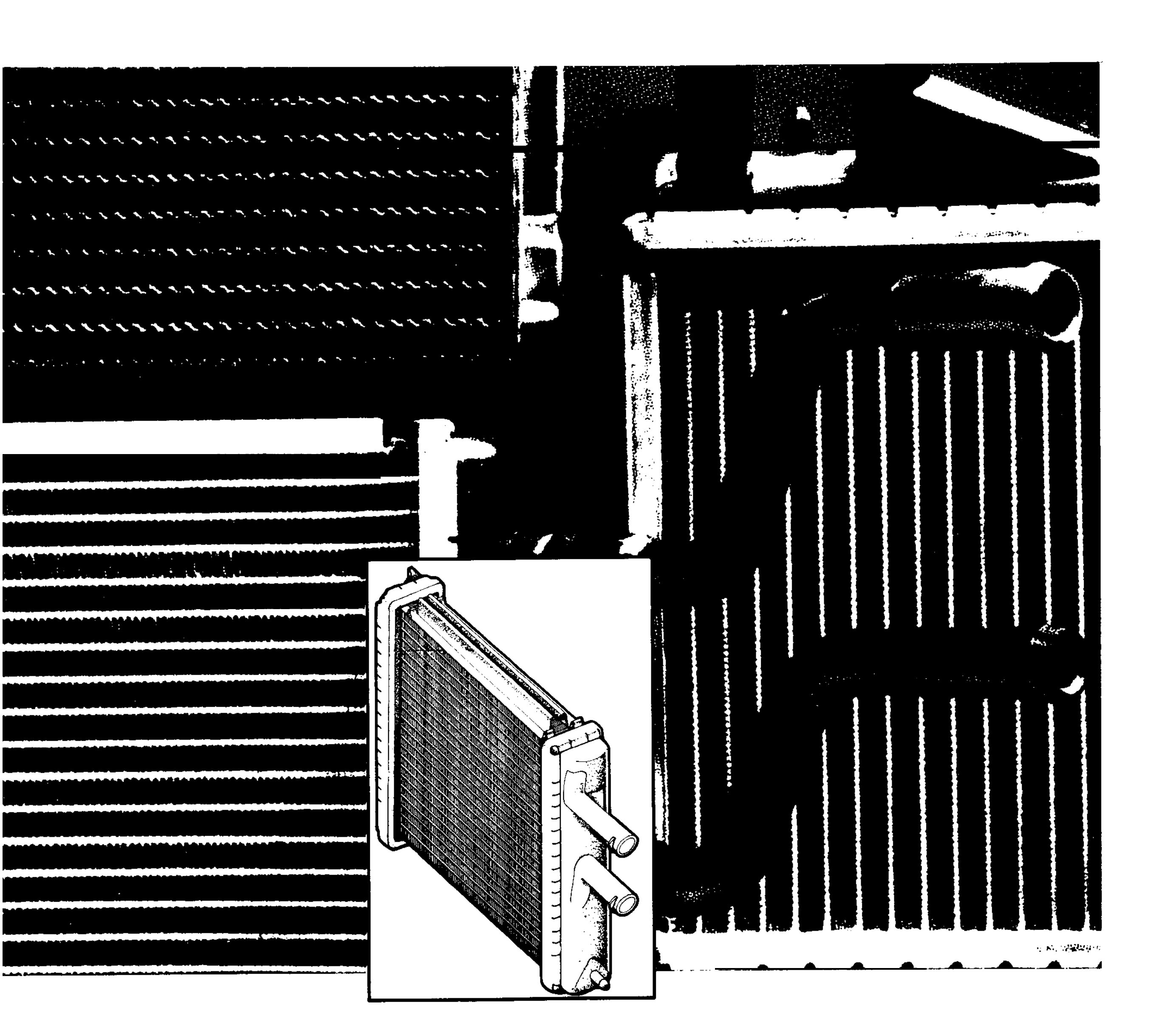
8

Relaciones generales entre propiedades y ecuaciones de estado

Cuando un científico de barba entrecana dice que algo es posible, créanle; cuando dice que es imposible. casi seguramente está equivocado.

Arthur C. Clarke

Intercambiador de calor de un automóvil (radiador) que emplean tubos con aletas para aumentar el área de transferencia de calor.
(Harrison Radiator Division, General Motors.)



8.1 Introducción

Existen muchas razones para encontrar interrelaciones entre las propiedades termodinámicas. Primero, dado que la obtención de propiedades termodinámicas precisas y dignas de confianza requiere medidas meticulosas, resulta naturalmente deseable el minimizar la cantidad de trabajo en el laboratorio. Se evita mucho trabajo tedioso cuando se obtiene un conjunto mínimo de datos de las propiedades y se cuenta con las relaciones para calcular otras propiedades a partir de esos valores. Una segunda razón para desarrollar las relaciones entre las propiedades se debe a que el ingeniero o el científico requieren datos sobre propiedades termodinámicas de una sustancia particular, para la que existen pocos datos o ninguno en la bibliografía. En tales casos, resulta mucho más fácil emplear los pocos datos existentes para generar los valores de otras propiedades que medir los valores requeridos.

En este capítulo se desarrollarán las relaciones generales entre las propiedades termodinámicas, las cuales se aplicarán a algunas situaciones comunes. Y al hacerlo, se verá cómo se generan varias tablas, por ejemplo las de los gases ideales y del vapor de agua, a partir de limitadas medidas experimentales de las propiedades.

8.2 Relaciones entre las propiedades,.

8.2.1 Ecuaciones fundamentales y relaciones de Maxwell

En el capítulo 2 se vio que para una sustancia pura, simple y compresible, el estado del sistema queda definido al especificar dos propiedades termodinámicas independientes cualesquiera. De esto se sigue que todas las otras propiedades quedan fijas cuando se han especificado esas dos propiedades. En otras palabras, se pueden elegir dos propiedades termodinámicas independientes cualesquiera y todas las otras propiedades dependientes quedan fijas.

Por ejemplo, si se fijan dos propiedades independientes como s y v, entonces la energía interna en ese estado está determinada en el valor $u(s, v)$. Para ver lo que esto implica, se determina la diferencial total de u en función de sus derivadas -parciales [Ec. (1.15)] como

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v ds + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s dv \tag{8.1}$$

Ahora, recordando la ecuación (5.43):

$$du = T\,ds - P\,dv \tag{8.2}$$

Obsérvese que ninguna de esas ecuaciones contiene consideraciones sobre la reversibilidad del proceso, de sistemas adiabáticos, etc. Ambas son completamente generales; la ecuación (8.1) es una relación matemática entre las derivadas totales y las parciales y la ecuación (8.2) es un resultado general de la primera ley que proporciona de una relación entre las propiedades termodinámicas para un sistema simple que contiene una sustancia pura.

Al comparar las dos ecuaciones, se encuentran las identidades

$$T = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v \tag{8.3}$$

Y

$$P = -\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s \tag{8.4}$$

que se establecieron en el capítulo 5 como las relaciones que definen a *T y P,* en ecuaciones (5.9) y (5.23). Así, si se cuenta con datos para la energía interna u en función des y v, entonces es posible calcular *todas* las propiedades termodinámicas para un estado dado. Cuando se dan s y v, u se calcula de los datos; las T y P correspondientes se encuentran mediante las ecuaciones (8.3) y (8.4); entonces la entalpía *h,* la función de Helmholtz *a y* la función de Gibbs g se encuentran a partir de sus definiciones $h = u + Pv$, $a = u - Ts$ y $g = h - Ts$.

Al parecer, la función $u(s, v)$ contiene la información necesaria para encontrar todas las otras propiedades para un estado dado; por lo tanto, a esta función se le ha llamado *ecuación fundamental o función termodinámica característica* de un sistema. ¿Es verdad que *cualquier* propiedad dependiente se encuentra en función de dos propiedades independientes? No lo es, ya que si se eligen como variables independientes propiedades diferentes a s y v, no es posible desarrollar un conjunto de ecuaciones equivalentes a las ecuaciones (8.3) y (8.4), dado que no se pueden acoplar las derivadas parciales con las propiedades en la ecuación de estado. Se habrían introducido ciertos grados de libertad en las ecuaciones; es decir, se tendrían menos ecuaciones que propiedades desconocidas.

Ejemplo 8.1

Desarrolle las relaciones entre las propiedades partiendo de una función conocida $u(T, v)$ y la ecuación (8.2).

Solución

La derivada total de la función dada es

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv$$

De la ecuación (8.2) también se tiene

$$du = T\,ds - P\,dv$$

Al comprar estas dos ecuaciones no hay forma de relacionar las propiedades T o P con las derivadas de u disponibles. Por lo tanto, $u\,(T, v)$ no es una ecuación fundamental.

¿Cómo se determinan cuáles conjuntos de variables dependientes e independientes son ecuaciones fundamentales? Se deben elegir conjuntos que contengan variables dependientes e independientes que puedan acoplarse con el conjunto de variables de una ecuación de estado general; por ejemplo la ecuación (8.2). Dos de esas ecuaciones se desarrollaron en la sección 5.1:

$$du = T\,ds - P\,dv \tag{8.5a}$$

$$dh = T\,ds + v\,dP \tag{8.5b}$$

Con las definiciones de las funciones de Helmholtz y de Gibbs de la sección 7.5 y las ecuaciones (8.5*a)* y (8.5*b)* se obtienen otras dos ecuaciones:

$$da = du - T\,ds - s\,dT = -P\,dv - s\,dT \tag{8.5c}$$

$$dg = dh - T\,ds - s\,dT = v\,dP - s\,dT \tag{8.5d}$$

Por lo tanto, al parecer las ecuaciones fundamentales deben ser $u\,(s, v)$, $h(s, P)$, $a(v, T)$ y $g(P, T)$.

Si se repite el desarrollo empleado en las ecuaciones (8.1) a (8.4), pero partiendo de $h(s, P)$, se encuentra la derivada total dh como

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_P ds + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_s dP \tag{8.6}$$

Empero, para una substancia pura, sin restricciones, la ecuación (8.5*b)* da

$$dh = T\,ds + v\,dP \tag{8.7}$$

y mediante inspección se encuentra

$$T = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_P \tag{8.8}$$

y

$$v = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_s \tag{8.9}$$

Ahora bien, si se cuenta con datos para $h(s, P)$, cuando se dan s y P, es posible encontrar el valor correspondiente de T, v, $u = h - Pv$, $a = u - Ts$ y $g = h - Ts$.

Naturalmente los datos en el laboratorio comúnmente se determinan en función de las variables *P,* v y *T,* con frecuencia como $P(v, T)$ o como $v(P, T)$. Rara vez se encuentran los datos de las propiedades termodinámicas disponibles en la forma $u(s, v)$ o $h(s, P)$. Más adelante, en este capítulo, se desarrollarán las relaciones para encontrar *u, h,* s, g y a en función de los datos de *P, v y T.*

Debe notarse cómo se logra cierta compresión sobre el comportamiento de las propiedades mediante las relaciones antes deducidas. Por ejmplo, puesto que v siempre es una cantidad positiva, la ecuación (8.9) muestra que la entalpía *h* siempre aumentará con la presión en un proceso isentrópico. En forma similar, la ecuación (8.4) muestra que la energía interna *u* siempre disminuye cuando el volumen aumenta en un proceso isentrópico.

Información adicional se ha obtenido al observar que las ecuaciones (8.3) y (8.8) proveen relaciones para la temperatura. Igualando los lados derechos de esas ecuaciones resulta la identidad.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_P \tag{8.10}$$

Resultan las ecuaciones con la forma de la ecuación (8.10) porque las propiedades son cantidades diferenciales exactas y la relación entre las propiedades-debe seguir las relaciones desarrolladas para las diferenciales exactas en la sección 1.7.4. Por ejemplo, la eucación (1.31*a*) permite desarrollar diferentes relaciones entre las propiedades. Ahora bien, al aplicar la ecuación (1.31*a*) a las ecuaciones (8.5*a*) a (8.5*d*) se obtiene

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_v \tag{8.1 la}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_P \tag{8.116}$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \tag{8.1 1c}$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T \tag{8.1 Id}$$

Estas ecuaciones reciben el nombre de ***relaciones de Maxwell*** y se cumplen para las propiedades de las sustancias simples y compresibles, Existen muchas otras relaciones semejantes cuando se consideran otras formas de trabajo.

Ejemplo 8.2

Mediante las relaciones de Maxwell encuentre una expresión para el cambio de la entropía con el volumen, en un proceso isotérmico que utiliza un gas ideal.

Solución

Al aplicar la ecuación (8.1 lc), se encuentra

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v}$$

por lo tanto, la entropía varía inversamente respecto al volumen en tal proceso.

Comentarios

Este mismo resultado se obtiene mediante la ecuación (5.52), que es

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R\frac{dv}{v}$$

Para un proceso a temperatura constante, se obtiene el mismo resultado para $(\partial s/\partial v)_T$ que al emplear la relación de Maxwell.

8.2.2 Ecuación de Clapeyron

Como una aplicación útil de las relaciones de Maxwell, considérese la ecuación (8. ll c), la cual se vuelve a escribir aquí:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$$

Si se examina un proceso isotérmico con cambio de fase, por ejemplo la evaporación de un líquido saturado, el lado derecho de la ecuación simplemente es

$$\frac{s_g - s_l}{v_g - v_l} = \frac{s_{lg}}{v_{lg}} \tag{8.12}$$

En un cambio de fase la presión y la temperatura sólo dependen entre sí y la derivada de P respecto a T se vuelve una derivada ordinaria en lugar de parcial. Por lo tanto, la ecuación (8.11 c) se escribe

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{sat} = \frac{s_{lg}}{v_{lg}} \tag{8.13}$$

Para un cambio de fase isotérmico, la ecuación (8.5b) da $h_{lg} = T_{sat}\, s_{lg}$ y, finalmente, la ecuación (8.13) queda

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{sat} = \frac{h_{lg}}{T_{sat} v_{lg}} \tag{8.14}$$

Esta ecuación, llamada ***ecuación de Clapeyron,*** permite una comprobación útil de los datos ***P-v-T*** para sustancias saturadas cuando se dispone también de h_{lg}; otra opción consiste en calcular h_{lg} a partir de los datos fácilmente medibles de ***P-v-T*** para vapor y líquido saturados. Además, al considerar la curva ***P-T*** de una sustancia dada, como se presentó para el agua en la ecuación 3.8, se ve que la ecuación (8.14)

permite construir la curva de saturación *P-T* al integrar entre dos estados saturados cualesquiera, obteniéndose

$$(P_2 - P_1)_{sat} = \int_{T_1,\ sat}^{T_2,\ sat} \frac{h_{lg}}{Tv_{lg}}\, dT \qquad (8.15)$$

Puesto que todas las propiedades en la integral son dependientes de la temperatura, la integral debe realizarse numéricamente.

Ejemplo 8.3

Comente la forma de la curva de equilibrio sólido-líquido en un diagrama *P-T* para una sustancia que se contrae al congelarse en comparación con la curva de una sustancia que se expande al congelarse.

Solución

La ecuación de Clapeyron, ecuación (8.14), se vuelve a escribir en el caso de un cambio de fase sólido-líquido, como

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{fusión} = \frac{h_l - h_s}{T_{fusión}(v_l - v_s)} = \frac{h_{sl}}{T_{fusión} v_{sl}}$$

Esta ecuación predice que la pendiente de la curva *P-T*a lo largo de la curva de cambio de fase sólido-líquido, para cualquier material que se contrae al congelarse ($v_l - v_s = v_{sl} > 0$), es positiva (ya que el calor de fusión h_{sl} siempre es positivo). En las sustancias que se expanden al congelarse ($v_{sl} < 0$), dP/dT es negativa. Como se vio en el capítulo 3, el agua se expande al congelarse. La pendiente se observa en la figura 3.14.

8.2.3 Generación de tablas de propiedades

En el capítulo 3 se estudiaron las tablas de las propiedades y su uso. En este punto, sólo se indicará brevemente cómo se generan dichas tablas a partir de los datos experimentales disponibles.

Probablemente las tablas más completas y precisas de las propiedades del vapor de agua actualmente disponibles son las del National Bureau of Standards/National Research Council [1] (Oficina Nacional de Estándares/Consejo Nacional de la Investigación. En ellas se empleó la función de Helmholtz a como función característica. Los valores de a se obtienen sencillamente de los datos *P-v-T,* que son el conjunto más fácilmente medible, como ya se ha visto.

Se considera que una ecuación de estado particular (una forma expandida de la ecuación de estado de Ursell-Mayer para moléculas duras casi elipsoides) es válida para los valores de a en función de la densidad ρ (en lugar del volumen específico)

y de la temperatura. Ésta es una ecuación fundamental, como se vio en la sección 8.2.1. El valor de la función de Helmholtz dado por la ecuación de estado se llama a_{base} (p, T). Sin embargo, al comparar la ecuación de estado de Ursell-Mayer con los datos experimentales se observan desviaciones, particularmente a densidad elevada o cerca del punto crítico. Un término correctivo, llamado la ***función residual*** a_{resid} (p, T) se obtiene al ajustar una función compuesta de 40 términos al intervalo total de los datos. Finalmente, se agrega un término para tener en cuenta el comportamiento de gas ideal a muy bajas densidades, cuando los otros términos tienden a cero. Este término, a_{ideal} (T), sólo es función de la temperatura. Así, la función de Helmholtz está dada por

$$a(\rho, T) = a_{bas}(\rho, T) + a_{resid}(\rho, T) + a_{ideal}(T) \tag{8.16}$$

Una vez construida esta función, todas las otras propiedades se encuentran tomando las derivadas apropiadas y se construyen las tablas completas de las propiedades. Los resultados se validan por comparación de los valores de las propiedades calculadas (como c_v o c_p) con los valores determinados experimentalmente. Esta es una prueba rigurosa, porque algunas de las propiedades calculadas son función de las segundas derivadas de la función de Helmholtz y pueden ser considerablemente menos precisas que la función en sí. Las comparaciones presentadas en la referencia 1 muestran una excelente concordancia.

Todos los argumentos anteriores presuponen que los valores de a se encuentran mediante los datos ***P-v-T,*** por lo que se puede efectuar el ajuste de las curvas, lo que se lleva a cabo como sigue: se determinan los valores de u y s para cada estado, lo que permite calcular $a = u - Ts$. Suponiendo que se construye una gráfica P contra T, con las líneas de volumen constante sobrepuestas, a partir de las medidas de los datos ***P-v-T.*** (Estos datos se obtienen colocando una masa fija en un recipiente de volumen conocido y midiendo la presión cuando la temperatura de la masa fija varía. El experimento se repite con diferentes masas fijas.) Se obtiene una gráfica semejante a la de la figura 8.1, que muestra una porción de la región del vapor

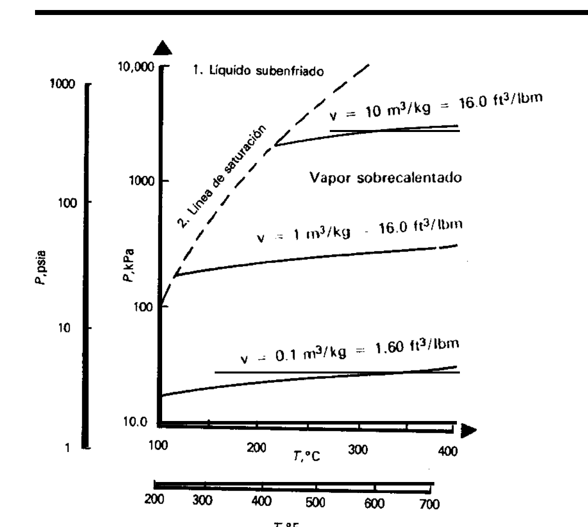


Figura 8.1 Diagrama P—T para vapor de agua sobrecalentado.

de agua sobrecalentado. Para la presentación de tales gráficas, los valores de $P(T, v)$ se obtienen fácilmente, al igual que ciertas derivadas como $(\partial P/\partial T)_v$.

Para desarrollar un método que permita el cálculo de la energía interna a partir de los datos P-v-T, se considera que u sea función de T y de v, como $u(T, v)$. Así, la derivada total resulta

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \tag{8.17}$$

Si también se supone que $s(T, v)$, entonces

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv \tag{8.18}$$

Sustituyendo la ecuación (8.18) en la ecuación (8.5a) se obtiene

$$du = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left[T\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T - P\right] dv \tag{8.19}$$

Comparando la ecuación (8.19) con la ecuación (8.17) se ve que

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v \tag{8.20}$$

y

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T - P \tag{8.21}$$

Aunque la identidad de la ecuación (8.20) no se va a emplear ahora, se advierte que $(\partial u/\partial T)_v = c_v$. También se observa que la relación de Maxwell, ecuación (8.1 lc), puede emplearse en la segunda identidad, por lo que la relación de la ecuación (8.21) queda

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - P \tag{8.22}$$

Al sustituir la ecuación (8.22) en la ecuación (8.18) resulta

$$du = c_v\, dT + \left[T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - P\right] dv \tag{8.23}$$

Para encontrar el cambio de u entre dos estados, por ejemplo entre un estado de referencia y un estado final, se puede elegir cualquier trayectoria de integración entre los estados. La forma integrada de la ecuación (8.23) resulta

$$u - u_{\text{ref}} = \int_{T_{\text{ref}}}^{T} c_v\, dT + \int_{v_{\text{ref}}}^{v} \left[T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - P\right] dv \tag{8.24}$$

Si se elige como estado de referencia aquel donde el vapor de agua se comporta como un gas ideal $(P \rightarrow 0)$ y si se integra a lo largo de una trayectoria a v constante (trayectoria A-B) en la figura 8.2, hasta que se corta la línea deseada de T

constante en el punto B, entonces el valor de c_v a lo largo de la trayectoria A-B sólo es función de T. Siguiendo la isoterma B-C, el primer término es cero. Así, el primer término de la ecuación (8.24) se puede evaluar empleando únicamente las propiedades del gas ideal para el vapor de agua. El segundo término tiene un valor cero para la línea de volumen constante y puede evaluarse a lo largo de B-C con sólo los datos $P(v, T)$ detallados para el vapor de agua. Se ha llegado a la meta de encontrar u con sólo los datos P-v-T. Probablemente se requiera una integración numérica y los datos deban ser bastante precisos, ya que aparecen las derivadas de los datos en las relaciones que se van a emplear.

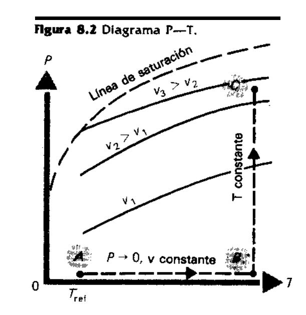


Figura 8.2 Diagrama P—T.

Para determinar la entropía en cualquier estado se emplea un enfoque similar. La relación que resulta para s es

$$s = s_{\text{ref}} + \left(\int_{T_{\text{ref}}}^{T} \frac{c_v}{T} \, dT \right)_{v_{\text{ref}}} + \left[\int_{v_{\text{ref}}}^{v} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv \right]_T \tag{8.25}$$

Puesto que las ecuaciones (8.24) y (8.25) requieren un estado de referencia donde $P \to 0$, no resultan completamente útiles para construir una tabla de propiedades, la cual se basa con frecuencia en otras condiciones de referencia, como el punto triple. Estas ecuaciones se pueden modificar fácilmente para encontrar la diferencia de s o de u entre dos estados cualesquiera (uno de ellos puede ser un estado de referencia diferente al del gas ideal) mediante una simple sustracción de la ecuación para el estado 2 de la ecuación para el estado 1. Así, las ecuaciones (8.24) y (8.25) quedan

$$\begin{aligned} u_2 - u_1 = {} & \left\{ \int_{v_1}^{v=\text{const}} \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P \right] dv \right\}_{T=T_1} + \left(\int_{T_1}^{T_2} c_v \, dT \right)_{v=\text{const}} \\ & + \left\{ \int_{v=\text{const}}^{v_2} \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P \right] dv \right\}_{T=T_2} \end{aligned} \tag{8.26}$$

y

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 = {} & \left(\int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} \, dT \right)_{v=\text{const}} + \left[\int_{v_1}^{v=\text{const}} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv \right]_{T=T_1} \\ & + \left[\int_{v=\text{const}}^{v_2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv \right]_{T=T_2} \end{aligned} \tag{8.27}$$

Ahora u y s, respecto a cualquier punto de referencia, se determinan mediante los datos de $P(v, T)$ y el valor de la función de Helmholtz a se encuentra de $a = u - Ts$. Así, finalmente, se pueden construir las tablas completas.

8.3 Principio de los estados correspondientes

En el capítulo 3 se expresó el *principio de los estados correspondientes,* para una sustancia simple compresible, en la forma siguiente:

> Todas las sustancias obedecen la misma ecuación de estado expresada en términos de las propiedades reducidas.

Este principio es un enunciado empírico basado en cierta justificación teórica, pero no es una "ley". Es decir, los resultados de su aplicación no son, y no debe esperarse que sean, exactos. De hecho, al comparar el factor de compresibilidad en el punto crítico, cuyo valor debería ser el mismo para todas las sustancias si el principio fuera válido, se vio que existían desviaciones considerables para ciertas sustancias (véase la tabla C.4). Así pues, a pesar de que el principio da una base para

examinar el ***comportamiento*** de las propiedades termodinámicas, aún es necesario recurrir a las medidas experimentales cuando se desean ***valores*** exactos para las propiedades.

8.3.1 Algunas observaciones basadas en la ecuación de van der Waals

La ecuación de estado de van der Waals [ecuación (3.26)] se estudió en la sección 3.5 y se escribe

$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2} \qquad (8.28)$$

Con el fin de encontrar los valores de las constantes a y b para una sustancia en particular, se observa que la isoterma crítica tiene un punto de inflexión horizontal cuando pasa por el punto crítico (véase, por ejemplo, la figura 3.5). Así, la primera y la segunda derivadas parciales de P con respecto a v deben ser cero en el punto crítico para cualquier ecuación de estado universalmente válida (pruebe la ley de los gases ideales, que falla bastante alrededor del punto crítico). Estas derivadas, evaluadas en el punto crítico mediante la ecuación de van der Waals, son

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_T = 0 = -\frac{RT_{cr}}{(v_{cr} - b)^2} + \frac{2a}{v_{cr}^3} \qquad (8.29)$$

y

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial v^2}\right)_T = 0 = \frac{2RT_{cr}}{(v_{cr} - b)^3} - \frac{6a}{v_{cr}^4} \qquad (8.30)$$

Resolviéndolas simultáneamente y empleando la ecuación (8.28) para eliminar v_{cr}, resulta

$$a = \frac{27R^2T_{cr}^2}{64P_{cr}} \qquad \text{y} \qquad b = \frac{RT_{cr}}{8P_{cr}} \qquad (8.31)$$

Por lo tanto, la ecuación de van der Waals se apega al principio de los estados correspondientes, ya que para todas las sustancias se tiene una relación que se expresa en términos de las propiedades críticas.

Para que la ecuación de van der Waals sea valida, debe trabajar en toda la región de propiedades donde una sustancia dada es un fluido, incluyendo la región de saturación. Esto no ***es universalmente*** cierto; es decir, no funciona, por ejemplo, en la fase sólida, puesto que se basa en el modelo físico de un fluido. Para probar lo anterior, la ecuación (8.28) se escribe

$$Pv^3 - (bP + RT)v^2 + av - ab = 0 \qquad (8.32)$$

Obsérvese que es una ecuación cúbica en v, que puede tener tres raíces; es decir, existen tres valores posibles de v a ciertos valores de T y P dados. En la gráfica P-v, la curva para una isoterma que pasa por la región difásica para el agua (a = 1.7034 kPa m^6/kg^2 y b = 1.689 x 10^{-3} m^3/kg), por decir a T = 180°C = 356°F, tiene la forma que se muestra en la figura 8.3.

La curva tiene tres valores de v a P = 1002 kPa = 145.3 psia, la presión de saturación a T = 180°C = 356°F. Los valores más grandes y los más pequeños quedan cerca de los valores para el líquido saturado y para el vapor saturado, respectivamente. A la presión de saturación, la ecuación de van der Waals predice un volumen

específico del líquido saturado, punto *A*, igual a 0.00239 m³/kg = 0.0383 ft³/lbm, en tanto que en las tablas de vapor de agua se lee 0.001127 m³/kg = 0.01805 ft³/lbm. Para el vapor saturado, la ecuación predice (punto *D*) que v_g = 0.202 m³/kg = 3.24 ft³/lbm, en tanto que en las tablas se encuentra el valor de 0.1938 m³/kg = 3.10 ft³/lbm. Entre estos valores, la curva se comporta en forma muy diferente a la curva que se encuentra experimentalmente. Es decir, entre el valor mínimo de la isoterma determinado mediante la ecuación de van der Waals (el cual tiene un valor negativo y no puede graficarse en escala logarítmica) y el punto C, el volumen aumenta al intensificarse la presión, lo que es contrario a las observaciones. Debe recordarse que la ecuación es válida sólo para el líquido o el vapor y que falla en la región difásica. La interpretación del significado de la curva predicha en el diagrama *P- v es* que entre el valor mínimo de.la isoterma y el punto C, el vapor en la mezcla difásica es inestable mecánicamente y ligeros cambios en la presión hacen que algo del vapor cambie de fase.

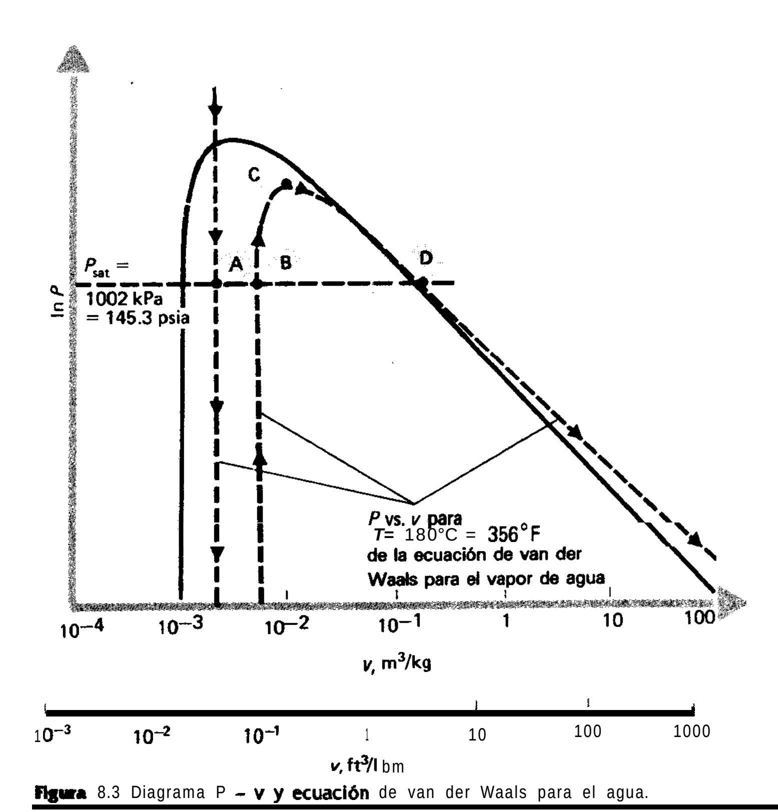


Figura 8.3 Diagrama P – v y ecuación de van der Waals para el agua.

A pesar de que los resultados numéricos del ejemplo anterior muestran un error considerable en la predicción de las propiedades de saturación respecto a los datos experimentales, el estudio de la ecuación de van der Waals da una visión'de la forma en que se construyen las ecuaciones de estado y de las características que se pueden esperar de ellas.

La ecuación de van der Walls puede tener un amplio uso práctico cuando se encuentran los valores de a y de b que minimicen la diferencia con los datos experimentales, en lugar de emplear los valores dados por la ecuación (8.31), la cual provee de un ajuste exacto únicamente en el punto crítico.

8.3.2 Ampliación del uso del principio de los estados correspondientes

En la sección 3.5 se introdujo el factor de compresibilidad $z(T_r, P_r)$ así como su empleo para determinar el comportamiento $P - v - T$ de cualquier sustancia para la cual se cuenta con los datos de las propiedades críticas. El principio de los estados correspondientes implica que ***cualquier*** propiedad termodinámica, sin importar la sustancia, se puede describir en términos de sus propiedades críticas. Por lo tanto, es factible construir diagramas para u, h, s, etc. en términos de la temperatura y de la presión reducidas, por ejemplo.

Gráficas con dos parámetros de propiedades reducidas

Los diagramas de compresibilidad (Fig. C.l) relacionan los datos $P - v - T$ para cualquier sustancia, mediante las constantes críticas T_{cr} y P_{cr}. Estas últimas propiedades se emplean para encontrar la temperatura y la presión ***reducidas*** $T_r = T/T_{cr}$ y $P_r = P/P_{cr}$; entonces, el valor de z se presenta en función de estos dos parámetros. El diagrama se construye promediando el comportamiento $P - v - T$ de 30 gases, con un error resultante entre el 4 y 6%, excepto en las cercanías del punto crítico. En las gráficas también se presenta el volumen específico reducido v_r. Sin embargo, la determinación experimental de v_{cr} es algo difícil de realizar, por lo que el volumen reducido que se encuentra en las gráficas corresponde al valor ***calculado*** de v'_r, que se define por la relación

$$v'_r = \frac{v}{RT_{cr}/P_{cr}} \tag{8.33}$$

Por consiguiente, basta conocer la presión y la temperatura críticas para emplear estas gráficas.

Una vez que se han generado las gráficas de compresibilidad, se les puede emplear para encontrar otras propiedades termodinámicas en forma reducida. En lugar de presentar la propiedad misma en términos de presión y temperatura reducidas, resulta conveniente determinar la desviación de la propiedad respecto a la del gas ideal en el mismo estado. La propiedad del gas ideal se encuentra ya sea por las tablas (como las tablas D.2 a D.7 y las tablas E.2 a E.7 para aire, argón, nitrógeno, oxígeno, vapor de agua y dióxido de carbono) o por cálculos empleando las relaciones del gas ideal.

Ahora se verá cómo se desarrolla una de las propiedades, la entalpía, mediante el diagrama de propiedades reducidas. Como se desean presentar los datos en función de T y P, se elige como punto de partida la derivada total de $h(T, P)$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT$$

$$= \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T dP + c_P\, dT \tag{8.34}$$

Obsérvese que $dh = T\,ds + v\,dP$ [ecuación (8.5*b*)]. Considerando que la entropía es función de la temperatura y de la presión, la derivada total queda

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T dP \qquad (8.35)$$

Sustituyendo la ecuación (8.35) para eliminar ds en la ecuación (8.5*b*) se obtiene

$$dh = T\left[\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T dP\right] + v\,dP$$

$$= T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P dT + \left[v + T\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T\right] dP \qquad (8.36)$$

Comparando con la ecuación (8.34) se ve que

$$c_P = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T = v + T\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T \qquad (8.37)$$

Pero de la relación de Maxwell ecuación (8.1 Id), se sabe que $(\partial s/\partial P)_T = -(\partial v/\partial T)_p$; por lo tanto, la ecuación (8.36) se escribe

$$dh = c_P\,dT + \left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P\right] dP \qquad (8.38)$$

En esta forma ha sido generada una expresión para el cambio de la entalpía en función de los datos $P - v - T$ y del calor específico a presión constante c_1. Como la meta es desarrollar una expresión para h en función de las propiedades reducidas T_r y P_r, se emplea la ecuación de estado en términos del factor de compresibilidad [Ec. (3.30)] y las propiedades reducidas:

$$v = \frac{zRT_rT_{cr}}{P_rP_{cr}} \qquad (8.39)$$

cuya derivada parcial es

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \frac{R}{P_rP_{cr}}\left[z + T_r\left(\frac{\partial z}{\partial T_r}\right)_{P_r}\right] \qquad (8.40)$$

Sustituyendo ahora las ecuaciones (8.40) y (8.39) en la ecuación (8.38) se obtiene

$$dh = c_PT_{cr}\,dT_r - \frac{RT_{cr}T_r^2}{P_r}\left(\frac{\partial z}{\partial T_r}\right)_{P_r} dP_r \qquad (8.41)$$

o integrando entre un estado de referencia a $P_r = 0$ y cualquier estado final f,

$$\frac{h_f - h_{P_r=0}}{RT_{cr}} = \int_{T_{r,\mathrm{ref}},\ P_r=0}^{T_{r,f}} \frac{c_P}{R}\,dT_r - \int_{P_r=0}^{T_{r,f}} \frac{T_r^2}{P_r}\left(\frac{\partial z}{\partial T_r}\right)_{P_r} dP_r \qquad (8.42)$$

Si por un momento se supone un gas ideal, para el cual $z = 1$ y $(\partial z/\partial T_r)_{P_r} = 0$, la ecuación (8.42) se reduce a

$$\frac{h_f - h_{P_r=0}}{RT_{cr}} = \int_{T_{r,ref},\ P_r=0}^{T_{r,f}} \frac{c_P}{R}\, dT_r \qquad (8.43)$$

A $P_r = 0$, todos los gases se comportan como si fueran ideales; por lo tanto, $h_P = 0$ es igual para los gases reales y los ideales. Así, al restar la ecuación (8.42) de la (8.43) se encuentra

$$\frac{(h_{ideal} - h)_f}{RT_{cr}} = \int_{T_{r,ref},\ Pr=0}^{P_{r,f}} \frac{T_r^2}{P_r}\left(\frac{\partial z}{\partial T_r}\right)_{P_r} dP_r$$

$$= \int_{P_r=0}^{P_{r,f}} T_r^2 \left(\frac{\partial z}{\partial T_r}\right)_{P_r} d(\ln P_r) \qquad (8.44)$$

Al lado izquierdo de la ecuación (8.44) se le llama ***función de desviación de la entalpía*** y está representado en la figura C.2. Esta **función** exhibe la desviación de la **entalpía** de un fluido real (líquido o gas) respecto a la de un gas ideal en el mismo estado. Sin embargo, debe observarse que la elección de T y P como variables independientes en la ecuación (8.34) impide emplear este método para predecir la **función** de desviación en la región de saturación, donde P y T *no* son independientes, aunque la curva de **saturación** en sí puede calcularse y dibujarse como se muestra en la figura C.2.

Es factible emplear la ecuación de Clapeyron, ecuación **(8.14),** para encontrar el cambio de la entalpía entre los estados líquido y vapor como una comprobación de la curva de saturación, para lo cual primero se observa que

$$v_{lg} = v_g - v_l = \frac{RT_{sat}}{P_{sat}}(z_g - z_l) \qquad (8.45)$$

y mediante la ecuación (8.14) se obtiene

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{sat} = \frac{h_{lg}}{T_{sat}v_{lg}} = \frac{P_{sat}h_{lg}}{RT_{sat}^2(z_g - z_l)} \qquad (8.46)$$

o

$$\frac{h_{lg}}{RT_{cr}} = \left(\frac{dP_r}{dT_r}\right)_{sat} \frac{T_{r,sat}^2}{P_{r,sat}}(z_g - z_l) \qquad (8.47)$$

Los valores de z_g y z_l son función de $P_{r,\,sat}$ y los valores correspondientes de P_r y de $(dP_r/dT_r)_{sat}$ se encuentran mediante los diagramas $z(P_r, T_r)$. *Obsérvese* que

$$\left[\frac{h_{ideal}(T) - h_g}{RT_{cr}}\right]_g - \left[\frac{h_{ideal}(T) - h_l}{RT_{cr}}\right]_l = \frac{h_{lg}}{RT_{cr}} \qquad (8.48)$$

por lo que la ecuación (8.47) permite comprobar los valores de h_{lg} que se encuentran en la figura C.2, empleando únicamente los datos $z(T_r, P_r)_{sat}$.

La ecuación (8.44) se evalúa para cualquier estado insaturado mediante los datos de $z(P_r, T_r)$, tal como se presenta, por ejemplo, en la figura C. 1. La variación que resulta de la función de **desviación** de la entalpía con T_r y P_r se muestra en la figura

C.2. Naturalmente es posible emplear desviaciones similares para encontrar las funciones de desviación para otras propiedades termodinámicas comunes, por lo que en las figuras C.3 y C.4 se presentan los diagramas para la entropía y para la fugacidad (definida en la sección 8.4.5), respectivamente. La figura C.5 muestra por separado los diagramas de bajas presiones. Debe notarse que las ordenadas que se emplean en estos diagramas no tienen dimensiones, por lo que cada cantidad puede referirse a una base molar, cuando se emplea la constante universal de los gases, o a la unidad de masa, si se usa la constante específica de un gas en particular.

Ahora ya es posible valuar las propiedades termodinámicas v, h, s y la fugacidad (y, naturalmente, $u = h - Pv$) para cualquier fluido en cualquier estado, en tanto se conozcan la temperatura y la presión críticas para ese fluido. Los diagramas tienen una precisión semejante a la de los diagramas del factor de compresibilidad, es decir, aproximadamente de un 6%. Dada esta limitación en la precisión, los resultados se presentan en forma gráfica en lugar de hacerlo en forma tabular, ya que los errores de lectura en la gráfica introducen una pequeña incertidumbre adicional a los resultados.

Ejemplo 8.4

Calcule el cambio en los valores de la entalpía y de la entropía del etileno entre un estado inicial a 1 atm y 460°F y un estado final a 200 atm y 600°F, empleando únicamente los diagramas de propiedades reducidas.

Solución

En la tabla C.4, para el etileno, se lee T_{cr} = 508.3°R y P_{cr} = 50.5 atm. La masa molecular es igual a 28.052. Por consiguiente, los valores de la temperatura y de la presión reducidas, en el estado inicial, son

$$T_{r,1} = \frac{T_1}{T_{cr}} = \frac{460}{508.3} = 0.905$$

$$P_{r,1} = \frac{P_1}{P_{cr}} = \frac{1}{50.5} = 0.0198$$

y para el estado final

$$T_{r,2} = \frac{600}{508.3} = 1.18$$

$$P_{r,2} = \frac{200}{50.5} = 3.96$$

Se emplean las figuras C.2 y C.3. La presión en el estado inicial es tan baja que las funciones de desviación, tanto para la entalpía como para la entropía son cero, lo cual indica que el etileno en su estado inicial se comporta como un gas ideal. En el estado final, $(h_{ideal} - h)/(R\,T_{cr}) = 3.20$ y $(s_{ideal} - s)/R = 1.90$. Si se usa la cons-

tante particular del gas R = 1.98586/28.052 = 0.0708 Btu/(lbm °R), se obtiene

$$h_2 = h_{ideal,\,2} - (3.20)(0.0708)(508.3)$$
$$= h_{ideal,\,2} - 115 \quad \text{Btu/lbm}$$

$$s_2 = s_{ideal,\,2} - (1.90)(0.0708)$$
$$= s_{ideal,\,2} - 0.135 \quad \text{Btu/(lbm} \cdot \text{°R)}$$

Para encontrar el cambio de h y de s, se restan los valores de h_1 y de s_1. Como en este caso las funciones de desviación de la entalpía y de la entropía tienen un valor de cero en el estado inicial, las ecuaciones para el cambio de las propiedades quedan

$$h_2 - h_1 = (h_2 - h_1)_{ideal} - 115$$
$$s_2 - s_1 = (s_2 - s_1)_{ideal} - 0.135$$

Los cambios de h y de s para el gas ideal se encuentran mediante los valores de los calores específicos a presión constante de la tabla E. 1:

$$(h_2 - h_1)_{ideal} = \int_{460}^{600} c_P\, dT$$
$$= \frac{1}{28.052}\left[0.944T + (2.075 \times 10^{-2})\left(\frac{T^2}{2}\right)\right.$$
$$\left. - (0.6151 \times 10^{-5})\left(\frac{T^3}{3}\right) + (0.7326 \times 10^{-9})\left(\frac{T^4}{4}\right)\right]\Bigg|_{460}^{600}$$
$$= 51.48 \text{ Btu/lbm}$$

$$(s_2 - s_1)_{ideal} = \int_{460}^{600} \frac{c_P}{T}\, dT - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$
$$= \frac{1}{28.052}\left[0.944 \ln \frac{600}{460} + (2.075 \times 10^{-2})(600 - 460)\right.$$
$$- (0.6151 \times 10^{-5})\left(\frac{600^2 - 460^2}{2}\right)$$
$$\left. + (0.7326 \times 10^{-9})\left(\frac{600^3 - 460^3}{3}\right)\right] - 0.0708 \ln \frac{200}{1}$$
$$= -0.2778 \text{ Btu/(lbm} \cdot \text{°R)}$$

Así, finalmente los cambios de las propiedades son

$$h_2 - h_1 = 51.48 - 115 = -64 \text{ Btu/lbm} = -150 \text{ kJ/kg}$$

$$s_2 - s_1 = -0.2778 - 0.135 = -0.413 \text{ Btu/(lbm} \cdot \text{°R)}$$
$$= -1.73 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$$

Comentarios

Debe notarse que, en este cambio de estado, la variación de la entropía es negativa a pesar de que la temperatura se eleva, debido al cambio extremadamente grande de la presión. El etileno evidentemente queda lejos de un gas ideal en el esta-

do final, puesto que las funciones de desviación son bastante grandes respecto a los términos del gas ideal en las ecuaciones finales.

Cuando se cuenta con las tablas de las propiedades del gas ideal para la sustancia en estudio, los términos de gas ideal se pueden evaluar mediante esas tablas. Debe tenerse cuidado de incluir el término dependiente de la presión en las relaciones para la entropía de un gas ideal, como resultó obvio en este problema. La expresión de la entropía específica en las tablas no incluye el término dependiente de la presión, como se estudió en el capítulo 5.

Métodos con tres parámetros para los estados correspondientes

Al iniciar el estudio del principio de estados correspondientes, se observó que este principio no es exacto pero da una guía sobre el comportamiento de las propiedades termodinámicas para muchos materiales, con base en unos pocos datos. Suponiendo que se cuenta con una propiedad crítica adicional, tal como el volumen crítico, ¿es posible que esta información adicional permita hacer un modelo más preciso del comportamiento de las sustancias que el que se obtuvo empleando únicamente P_{cr} y T_{cr}?

Realmente, sí es posible. Como se mencionó antes, el volumen crítico es una cantidad díficil de medir con precisión, por lo que no resulta una propiedad adecuada para emplearse en tal modelo, pero se dispone de otras propiedades. Lee y Kesler [2] presentaron un modelo con tres parámetros para los estados correspondientes, basado en una propuesta de K.S. Pitzer y sus colaboradores, quienes empleaban P_{cr}, T_{cr} y ω como las propiedades requeridas, junto a una forma de la ecuación de estado de Benedict-Webb-Rubin modificada. Al factor ω se le llamó *factor acéntrico* y corresponde a una medida de la desviación del comportamiento termodinámico de un fluido real respecto al de un fluido simple. Un *fluido simple se* define como aquel que tiene moléculas esféricas; así, el factor acéntrico-indica el grado de desviación de la estructura molecular (acentricidad) de una molécula real respecto a aquélla del modelo esférico simple. Por ejemplo, el factor de compresibilidad z de un fluido con un factor acéntrico ω está dado por

$$z = z^{(0)} + \omega z^{(1)} \qquad (8.49)$$

donde $z^{(0)}$ es el factor de compresibilidad para el modelo esférico de la molécula y $z^{(1)}$ incorpora la desviación debida a la acentricidad de la molécula real.

Las funciones de desviación se pueden evaluar empleando el método con tres parámetros en forma similar a como se hizo con las correlaciones de dos parámetros. Las funciones de desviación resultantes tienen la forma

$$\frac{h_{ideal} - h}{RT_{cr}} = \left(\frac{h_{ideal} - h}{RT_{cr}}\right)^{(0)} + \omega\left(\frac{h_{ideal} - h}{RT_{cr}}\right)^{(1)} \qquad (8.50)$$

y

$$\frac{s_{ideal} - s}{R} = \left(\frac{s_{ideal} - s}{R}\right)^{(0)} + \omega\left(\frac{s_{ideal} - s}{R}\right)^{(1)} \qquad (8.51)$$

Los términos en el lado derecho de las ecuaciones (8.50) y (8.51) con los superíndices (0) y (1) reciben el nombre de ***propiedades residuales*** y corresponden a $z^{(0)}$ y $z^{(1)}$ en **la ecuación** (8.49). Los valores del factor acéntrico se presentan en la tabla C.4 y **los** valores **de las** funciones con tres parámetros para la compresibilidad, la entalpía residual y la entropía residual se encuentran en las tablas C.6 a C.8. Se han **emplea**do tablas para la presentación de estos datos porque en la mayoría de los casos la precisión de los resultados es mayor que la obtenida para las gráficas de las funcio**nes. Las líneas** continuas marcadas en las tablas para $P_r < 1$ muestran la localiza**ción** de los estados de equilibrio vapor-líquido (saturación).

Lee y Kesler también presentaron relaciones para el coeficiente **de** fugacidad y los calores específicos a presión constante y a volumen constante. La comparación **con** los datos experimentales muestra que la adición de un tercer parámetro mejora **la** precisión. Es difícil dar un número como meta para la precisión, pero Lee y Kesler mostraron una desviación absoluta promedio para z entre el *1 y 2%,* dentro de am**plios** intervalos de T_r y P_r para muchos hidrocarburos, con algunos con desviaciones del **orden** de un 4%. Las desviaciones son mayores, para un fluido dado, en las cercanías del punto crítico.

Ejemplo 8.5

Repita el ejemplo 8.4, empleando las tablas de propiedades reducidas con tres pará**metros y compare** sus resultados con los del ejemplo anterior.

Solución

La información adicional requerida para aplicar el método con tres paráme**tros** es el factor acéntrico, que para el etileno tiene un valor de 0.085 (tabla C.4). Ahora bien, **la** desviación de la entalpía en el estado 1 ($P_r = 0.0198$ y $T_r = 0.905$) **está dada por** la ecuación (8.50) y las tablas C.7 y C.8 como

$$\frac{h_{ideal} - h}{RT_{cr}} \approx 0$$

$$\frac{s_{ideal} - s}{R} \approx 0$$

por lo tanto, $h_1 = h_{ideal,1}$ y $s_1 = s_{ideal,1}$. Para el estado 2 ($P_r = 3.96$ y $T_r = 1.18$), **empleando** una dobie interpolación en las tablas C.7 y C.8,

$$\frac{h_{ideal} - h}{RT_{cr}} = 3.070 + (0.085)(1.570) = 3.203$$

$$\frac{s_{ideal} - s}{R} = 1.852 + (0.085)(1,534) = 1.982$$

Como en el ejemplo 8.4,

$$h_2 - h_1 = (h_2 - h_1)_{ideal} - 3.203RT_{cr}$$
$$s_2 - s_1 = (s_2 - s_1)_{ideal} - 1.982R$$

o, mediante los cambios de las propiedades de un gas ideal del ejemplo 8.4, se encuentra

$$h_2 - h_1 = 51.48 - (3.203)(0.0708)(508.3) = 51.48 - 115.27$$
$$= -63.79 \text{ Btu/lbm} = -148.4 \text{ kJ/kg}$$

$$s_2 - s_1 = -0.2778 - (1.982)(0.0708) = -0.2778 - 0.1403$$
$$= -0.4181 \text{ Btu/(lbm} \cdot {}^{\circ}\text{R)} = -1.751 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$$

Comentarios

Estos resultados concuerdan con los del ejemplo 8.4 [$h_2 - h_1$ = -64 Btu/lbm y $s_2 - s_1$ = -0.413 Btu/(lbm · °R)]. Se espera que los cálculos con tres parámetros sean más precisos. Obsérvese que es posible mantener la precisión, al menos en una cifra significativa más, con el método de los tres parámetros respecto al método gráfico con dos parámetros.

Ejemplo 8.6

Calcule el valor de la energía interna para el CO, a P = 300 atm y T = 450 K, mediante los métodos de propiedades reducidas, tanto el de dos parámetros como el de tres parámetros.

Solución

La temperatura crítica, la presión crítica y el factor acéntrico se obtienen de la tabla C.4 y son: T_{cr} = 304.2 K, P_{cr} = 72.9 atm y ω = 0.225. La temperatura reducida (1.479) y la presión reducida (4.115) se emplean junto con la figura C.1*b* para obtener

$$z = 0.80$$

lo que indica que este estado no puede aproximarse con precisión a un gas ideal. La energía interna se calcula a partir de la entalpía, o sea

$$u = h - Pv = h - zRT$$

El método de dos parámetros emplea el valor de z anterior y la h obtenida de la figura C.2. El método de tres parámetros usa los valores de Lee y Kesler (tablas C.6 y C.7).

El método de dos parámetros

La temperatura y la presión críticas, antes dadas, se emplean junto con la figura C.2 para determinar $(h_{ideal} - h)/(RT_{cr})$ = 1.8. La entalpía calculada mediante

la aproximación a gas ideal se encuentra en la tabla D.7 como $h_{\text{ideal}} =$ 352.19 kJ/kg. Por lo tanto,

$$h = h_{\text{ideal}} - 1.8RT_{cr}$$
$$= 352.19 - (1.8)(0.18892)(304.2)$$
$$= 249 \text{ kJ/kg} = 107 \text{ Btu/lbm}$$

y la energía interna resulta

$$u = h - zRT$$
$$= 249 - (0.80)(0.18892)(450)$$
$$= 181 \text{ kJ/kg} = 77.8 \text{ Btu/lbm}$$

Obsérvese que no deben mantenerse más de dos cifras significativas.

El método de tres parámetros

El factor de compresibilidad está dado por la ecuación (8.49). Mediante una doble interpolación en la tabla C.6 se obtienen los valores de $z^{(0)}$ y $z^{(1)}$:

$$z = z^{(0)} + \omega z^{(1)}$$
$$= 0.7949 + (0.225)(0.2294)$$
$$= 0.8465$$

La entalpía se calcula mediante la ecuación (8.50) junto con la tabla C.7, obteniéndose

$$\frac{h_{\text{ideal}} - h}{RT_{cr}} = \left(\frac{h_{\text{ideal}} - h}{RT_{cr}}\right)^{(0)} + \omega\left(\frac{h_{\text{ideal}} - h}{RT_{cr}}\right)^{(1)}$$
$$= 1.963 + (0.225)(0.098) = 1.985$$

Con el valor de h_{ideal} antes dado como 352.19 kJ/kg, la entalpía resulta

$$h = h_{\text{ideal}} - 1.985RT_{cr}$$
$$= 352.19 - (1.985)(0.18892)(304.2)$$
$$= 238.1 \text{ kJ/kg} = 102.4 \text{ Btu/lbm}$$

y la energía interna correspondiente es

$$u = h - zRT$$
$$= 238.1 - (0.8465)(0.18892)(450)$$
$$= 166.1 \text{ kJ/kg} = 71.4 \text{ Btu/lbm}$$

Comentarios

El aumento de precisión que se obtiene por cada nivel de aproximación es notable. Si se considera el estado como el de un gas ideal, se obtiene una precisión inadecuada, ya que $u = h - RT = 352.19 - (0.18892)(450) = 267.2$ kJ/kg. El número de cifras significativas es engañoso, ya que la ecuación en sí no es válida; esto es de esperarse ya que $z = 0.80$, en la figura C.1*b*. El método de dos parámetros da $u = 181$ kJ/kg, en tanto que con el método de tres parámetros, más preciso, se obtiene $u = 166.1$ kJ/kg

8.4 Algunas otras propiedades

Si bien las propiedades termodinámicas primarias P, v, T, u, h, s, a y g, así como sus relaciones, constituyen la base de gran parte de la ingeniería termodinámica, existen otras propiedades de interés para ciertas aplicaciones. En particular, se observa que las derivadas de esas propiedades con respecto a otras propiedades también son propiedades. Ya se empleó este hecho al definir los calores específicos como $c_p = (\partial h/\partial T)_p$ y $c_v = (\partial u/\partial T)_v$.

También se definen otras derivadas de las propiedades primarias como propiedades individuales cuando resulta útil. Se van a examinar brevemente algunas de estas propiedades.

8.4.1 Compresibilidad isotérmica

En ciertas aplicaciones resulta útil conocer el grado en que se comprime una sustancia cuando cambia la presión en un proceso isotérmico. El cambio fracciona1 del volumen con la presión a temperatura constante recibe el nombre de *compresibilidad isotérmicas* κ y se define como

$$\kappa = -\left(\frac{1}{v}\right)\left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T \qquad (8.52)$$

El signo menos se debe a que el volumen específico disminuye con la presión, por lo que la derivada parcial es negativa. Los valores de κ se tabulan para cualquier sustancia mediante los datos P-v-T.

8.4.2 Coeficiente de expansión térmica

Con objeto de describir el cambio del volumen con la temperatura para una sustancia a presión constante, se define el *coeficiente de expansión térmica* β como

$$\beta = \left(\frac{1}{v}\right)\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P \qquad (8.53)$$

Esta definición, combinada con la de compresibilidad isotérmica, conduce a la derivada total del volumen. El resultado de la derivada total de $V(T, P)$ dividida entre V es

$$\frac{dV}{V} = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P dT + \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T dP \qquad (8.54)$$

Sustituyendo las ecuaciones (8.52) y (8.53) se obtiene

$$\frac{dV}{V} = \beta\, dT - \kappa\, dP \qquad (8.55)$$

Ejemplo 8.7

Halle las relaciones del coeficiente de expansión térmica y de compresibilidad isotérmica para un gas ideal.

Solución

La derivada $(\partial v/\partial T)_p$ para un gas ideal es R/P, por lo que la ecuación (8.53) queda

$$\beta = \left(\frac{1}{v}\right)\left(\frac{R}{P}\right) = \frac{1}{T}$$

Así, el coeficiente de expansión térmica de un gas ideal simplemente es la inversa de la temperatura absoluta.

La derivada $(\partial v/\partial P)_T$ para un gas ideal es $-RT/P^2$, por lo que la ecuación (8.52) queda

$$\kappa = \left(\frac{1}{v}\right)\left(\frac{RT}{P^2}\right) = \frac{1}{P}$$

y el coeficiente de compresibilidad isotérmica de un gas ideal es igual a la inversa de la presión absoluta.

8.4.3 Coeficiente de joule-Thomson

La entalpía es constante en todo el dispositivo que produce un proceso de estrangulamiento. Resulta de interés conocer si la temperatura de la sustancia estrangulada aumenta o disminuye la magnitud del cambio. La propiedad que da esa información recibe el nombre de *coeficiente de Joule-Thomson,* μ donde

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h \qquad (8.56)$$

Si la sustancia que va a ser estrangulada aumenta su temperatura al pasar por el mecanismo de estrangulamiento, el coeficiente es negativo; si la temperatura disminuye, el coeficiente es positivo.

Ejemplo 8.8

Se considera al refrigerante 12 como un presurizador en un frasco de crema para rasurar. El recipiente se satura con vapor de refrigerante 12 a 27 °C y la crema de rasurar sale del frasco por una tobera a las condiciones ambientales. ¿Cuál es el signo del coeficiente de Joule-Thomson para este proceso? ¿La crema de rasurar estará a una temperatura mayor o menor que la del recipiente?

Solución

Si se considera que la velocidad con que salen la crema de rasurar junto con el refrigerante 12 es despreciable, se observa que el proceso es a entalpía constante. De la tabla D. ll o de la figura D.4 o por las propiedades computarizadas (que son las que se emplean aquí), el estado inicial está a T = 27 °C, P = 687.5 kPa y h = 362.6 kJ/kg. En el estado final, la entalpía es la misma y P = 101.3 kPa. Se encuentra que la temperatura final es de 11.5 "C. Por consiguiente, el coeficiente resulta aproximadamente igual a

$$\mu = \left(\frac{11.5 - 27}{101.3 - 687.5}\right)_h = 0.026 \text{ K/kPa} = 0.10 \text{ °R/psia}$$

El coeficiente es positivo, lo cual refleja el hecho de que la temperatura disminuye durante la expansión. Si se desea calentar automáticamente la crema de rasurar, se debe buscar otro presurizador.

8.4.4 Calores específicos

Se han empleado las relaciones de Maxwell para obtener dos formas nuevas para relacionar los calores específicos con otras propiedades. En la ecuación (8.20) se encontró

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v \tag{8.57}$$

y en la ecuación (8.37)

$$c_P = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P \tag{8.58}$$

De donde se sigue que

$$c_P - c_v = T\left[\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P - \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v\right] \tag{8.59}$$

Con el fin de encontrar una relación para $c_p - c_v$ en función de los datos $P-v-T$ se recurre a la regla de sustitución [ecuación (1.23)] en la forma

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$$

resultando

$$c_P - c_v = T\left[\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P\right] \tag{8.60}$$

Sustituyendo ahora la relación de Maxwell, ecuación (8.1 lc), para eliminar la derivada que contiene s, se obtiene

$$c_P - c_v = T\left[\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P\right] \tag{8.61}$$

En esta ecuación se observa lo siguiente: como $(\partial v/\partial T)_p$ es pequeña para líquidos y solidos, los valores de c_p y de c_v son casi iguales en todos los materiales en esos estados. Lo anterior se estableció para sustancias incompresibles en la sección 3.5. También, los valores de $(\partial P/\partial T)_v$ y de $(\partial v/\partial T)_p$ se encuentran fácilmente para un gas ideal y, en ese caso, se tiene que $c_p - c_v = R$, como ya antes se había establecido.

8.4.5 Fugacidad

Ahora se introduce otra propiedad, que se empleará en capítulos posteriores, principalmente cuando se trate con mezclas y sistemas en equilibrio. Esta propiedad resulta útil en ciertos sistemas de un solo componente, donde tiene lugar un proceso isotérmico. Dicha propiedad recibe el nombre de ***fugacidad*** y se le define aquí a partir de la ecuación (8.5 *d*):

$$dg = v\,dP - s\,dT \tag{8.62}$$

que para un proceso a temperatura constante se reduce a

$$dg = v\,dP \tag{8.63}$$

Si se considera un gas ideal, la ecuación (8.63) queda

$$dg = RT\frac{dP}{P} = RT\,d(\ln P) \tag{8.64}$$

Suponiendo que se introduce la fugacidad f como una cantidad que produce una relación exacta para una gas ***real*** en esta ecuación (T = constante):

$$dg = RT\,d(\ln f) \tag{8.65}$$

De tal relación de definición de la fugacidad se infieren varias características sobre el comportamiento de f. Primero, f debe tener unidades de presión; segundo, a baja presión el valor de f tiende al de P, ya que la ecuación (8.64) es correcta a baja presión. 0 bien

$$\lim_{P\to 0}\frac{f}{P} = 1 \tag{8.66}$$

Por lo tanto, la fugacidad actúa como una "pseudopresión" que da el comportamiento correcto para dg cuando se emplea en la ecuación (8.65). Los valores de f se encuentran escribiendo la ecuación (8.63) para un gas real en función de los factores de compresibilidad como

$$dg = v\,dP = zRT\,d(\ln P) = RT\,d(\ln f) \tag{8.67}$$

la cual se puede manipular para dar

$$(z-1)\frac{dP}{P} = (z-1)\frac{dP_r}{P_r} = (z-1)\,d(\ln P_r) = \frac{d(f/P)}{f/P} = d\left[\ln\left(\frac{f}{P}\right)\right] \tag{8.68}$$

Es claro que f/P (que con frecuencia recibe el nombre de ***coeficiente de fugacidad)*** se puede tabular en función de las propiedades reducidas T_r y P_r. En las figuras C.4 y C.5c se muestra una gráfica de la fugacidad en función de las propiedades reducidas.

Ejemplo 8.9

Una estación de compresión de gas natural toma el metano a 1 atm y 77 °F y lo comprime reversible e isotérmicamente hasta 60 atm. Encuentre el trabajo del compresor por libra masa de metano.

Solución

La primera ley da

$$q + w = h_s - h_{en}$$

y para una compresión isotérmica reversible, $q = T(s_s - s_{en})$; por lo tanto

$$w = (h - Ts)_s - (h - Ts)_{en} = g_s - g_{en} = RT \ln \frac{f_s}{f_{en}}$$

Los valores de las propiedades reducidas son

$$T_r = \frac{536.1}{343.9} = 1.561$$

$$P_{r,\,en} = \frac{1}{45.8} = 0.0218$$

$$P_{r,\,s} = \frac{60}{45.8} = 1.31$$

De la Fig. C.5c, $(f/P)_{en} = 1.0$; de la Fig. C.4, $(f/P)_s = 0.92$; y

$$w = (0.1238)(536.7) \ln \frac{(0.92)(60)}{(1)(1)} = 270 \text{ Btu/lbm} = 630 \text{ kJ/kg}$$

Comentarios

Resulta claro que, este tipo de problema, el empleo de la fugacidad es más simple que el empleo de un análisis completo mediante la primera y la segunda leyes.

8.5 Resumen

En este capítulo se mostró lo siguiente: existen muchas relaciones útiles entre las propiedades termodinámicas; dichas relaciones se pueden emplear para minimizar el trabajo en el laboratorio, necesario para determinar los valores de las propiedades y para construir las tablas y las funciones que describen todas las propiedades a partir de los datos; el principio de estados correspondientes permite que los datos para una sustancia den una buena estimación del comportamiento de las propiedades para otras sustancias; y se dispone de muchas propiedades que resultan útiles para problemas específicos, susceptibles de estimarse del conjunto que acaba de estudiarse.

Apenas si se tocó la rica literatura disponible sobre la medida de las propiedades, relaciones, ecuaciones de estado, etc. Esta es un área de investigación pujante en la termodinámica. Sin embargo, el material que se ha presentado debe servir de guía al ingeniero para encontrar y aplicar los datos termodinámicos.

Problemas

Los problemas marcados con un asterisco son laboriosos; por lo tanto, se recomienda el uso de las tablas computarizadas para el vapor de agua o de precisos diagramas de Mollier si se desea que esos problemas se resuelvan completamente.

La ecuación de estado virial es

$$\frac{P}{T} = \frac{R}{v}\left[1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \cdots\right]$$

A partir del hecho de que $(\partial P/\partial v)_T$ y $(\partial^2 P/\partial v^2)_T$ deben ser cero en el punto crítico [como se empleó en las ecuaciones (8.29) y (8.30)], encuentre las primeras dos constantes ***B(T)*** y ***C(T).*** Desprecie los términos de orden superior y encuentre una ecuación de estado.

8.2 Compruebe si la ecuación de Benedict-Webb-Rubin [Ec. (3.29)] satisface el que las relaciones $(\partial P/\partial v)_T$ y $(\partial^2 P/\partial v^2)_T$ sean iguales a cero en el punto crítico para el metano.

8.3S Grafique la curva de saturación para el agua en un diagrama ***P-v,*** empleando la ecuación de van der Waals dentro del intervalo 10 kPa $< P < P_{cr}$. Para ello, tome los valores de P_{sat} y T_{sat} de las tablas de vapor de agua y emplee la ecuación de van der Waals para encontrar los valores correspondientes de v, y v_g. Grafique la curva de saturación a partir de las tablas de vapor de agua sobre el mismo diagrama.

8.31 Grafique la curva de saturación para el agua en un diagrama ***P-v,*** empleando la ecuación de van der Waals dentro del intervalo 1 psia $< P < P_{cr}$. Para esto, tome los valores de P_{sat}

y T_{sat} de las tablas de vapor de agua y emplee la ecuación de van der Waals para encontrar los valores correspondientes de v_l y v_g. Grafique la curva de saturación a partir de las tablas de vapor de **agua** sobre el mismo diagrama.

8.4 Halle las expresiones para la compresibilidad **isotérmica** $\varkappa = -(1/v)(\partial v/\partial P)_T$ y el coeficiente volumétrico de expansión térmica $\beta = (1/v)(\partial v/\partial T)_p$ para un gas de van der Waals.

8.5 Demuestre que, en general, $c_p - c_v = Tv\beta^2)/\varkappa$. También demuestre que esta relación se reduce a $c_p - c_v = R$ para un gas ideal. Parta de la ecuación (8.61).

8.6 Empleando la ecuación (8.55), demuestre que para un proceso a volumen constante

$$P_2 = P_1 + \frac{\beta}{\kappa}(T_2 - T_1)$$

8.7 Emplee la relación dada en el problema 8.5 para mostrar cómo se relacionan c_p y c_v para un líquido incompresible.

8.8 Encuentre la ecuación (8.25) siguiendo un procedimiento similar al empleado para obtener la ecuación (8.24).

8.9 A partir de la ecuación (8.38) y del hecho de que $h = u +$ Pv, deduzca la ecuación (8.23).

8.10 El factor acéntrico se define como

$$\omega = [-\log P_{r,\,sat}]_{T_r=0.7} - 1$$

Encuentre la **presión** de saturación para el agua y para el refrigerante 12 a T_r. = 0.7, mediante la relación anterior. Compare los resultados con los valores de la tabla en el apéndice D o con los datos de las propiedades computarizadas.

8.11 Compruebe que el coeficiente de Joule-Thomson puede expresarse como

$$\mu = \frac{1}{c_P}\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P - v\right]$$

8.12 Encuentre la expresión para el coeficiente de Joule-Thomson para un gas ideal.

8.13S Empleando la ecuación de Clapeyron y los datos *P-v-T* del refrigerante 12, ya sea de las tablas o de las relaciones computarizadas de las propiedades, encuentre h_{lg} para el refrigerante 12 a P = 50 ya P = 200 **kPa.** Compare con los valores de la table D.12.

8.131 Empleando la ecuación de Clapeyron y los datos **P - v - T** del refrigerante 12, ya sea de las tablas o de las relaciones computarizadas de las propiedades, encuentre h_{lg} para el refrigerante 12 a P = 6 y a P = 25 psia. Compare con los valores de la tabla E.12.

8.14 Sustituya las relaciones para a y b [Ec. (8.31)] en la ecuación de van der Waals y halle un valor para el factor de compresibilidad en el punto crítico para un gas de van der Waals. Compare el resultado con el valor de la figura C.l.

8.15S El n-hexano está a T = 507.9 K y 17.94 atm. ¿Cuál es la diferencia entre la entalpía real del n-hexano en este estado y la entalpía que tendría el n-hexano si actuase como un gas ideal? (Emplee el método de Lee-Kesler de tres parámetros para obtener el resultado.)

8.151 El n-hexano está a T = 914.2°R y 17.94 atm. ¿Cuál es la diferencia entre la entalpía real del n-hexano en este estado y la entalpía que tendría el n-hexano si actuase como un gas ideal? (Emplee el método de Lee-Kesler de tres parámetros para obtener el resultado.)

8.16S Calcule un valor exacto para g en kilojoules por kilogramo para el CO, a P = 350 atm y T = 1065 K.

8.161 Calcule un valor exacto para g en Btu por libra masa para el CO, a P = 350 atm y T = 4300°R.

8.17S Encuentre h y s para el nitrógeno a 250 atm y 210 K, empleando *a*) los diagramas de desviación y *b*) las tablas de Lee-Kesler para las funciones de desviación.

8.171 Encuentre h y s para el nitrógeno a 250 atm y 380 °R, empleando *a*) los diagramas de desviación y *b*) las tablas de Lee-Kesler para las funciones de desviación.

8.18S Se necesita el valor del c_p para el argón a P = 30 atm y T = 600 K. A esta presión el valor no es función únicamente de T. Emplee las tablas de Lee-Kesler para encontrar el valor requerido.

8.181 Se necesita el valor del c_p para el argón a P = 30 atm y T = 1000 °R. A esta presión el valor no es función únicamente de T. Emplee las tablas de Lee-Kesler para encontrar el valor requerido.

8.19S Encuentre el coeficiente de Joule-Thomson para el vapor de agua a P = 25 MPa y T = 600 °C. Emplee las tablas de vapor de agua.

8.191 Encuentre el coeficiente de Joule-Thomson para el vapor de agua a P = 250 atm y T = 1100 °R. Emplee las tablas de vapor de agua.

8.20S El hielo aumenta su volumen aproximadamente en un ll % cuando se congela a partir del agua líquida; el calor de fusión del agua es h_{sl} = 345 kJ/kg. ¿Cuál es la presión que debe ejercerse sobre el bloque de hielo, en kilopascales, para cambiar su punto de fusión en 2 °C? ¿El punto de fusión aumenta o disminuye al elevarse la presión?

8.201 El hielo aumenta su volumen aproximadamente en un 11% cuando se congela a partir del agua líquida; el calor de fusión del agua es h_{sl} = 144 Btu/lbm. ¿Cuál es la presión que debe ejercerse sobre el bloque de hielo, en psia, para cambiar su punto de fusión en 4 °F? ¿El punto de fusión aumenta o disminuye al elevarse la presión?

8.21S Una extensión de la ecuación de Clapeyron, llamada *ecuación de Clausius-Clapeyron*, es

$$\frac{d(\ln P)}{dT} = \frac{h_{lg}}{RT^2}$$

que se basa en la hipótesis de que $v_g >> v_l$ y que la fase vapor actúa como un gas ideal.

a) Halle la ecuación de Clausius-Clapeyron a partir de la ecuación de Clapeyron.

b) Empleando los datos de la tabla de vapor de agua, grafique $\ln P_{sat}$ contra $1/T_{sat}$ para el vapor de agua en el intervalo $10 < P < 100$ kPa. De la gráfica, y empleando la ecuación de Clausius-Clapeyron, encuentre h_{lg} para el vapor de agua. Compruebe su resultado mediante las tablas de vapor de agua.

8.211 Una extensión de la ecuación de Clapeyron, llamada *ecuación de Clausius-Clapeyron*, es

$$\frac{d(\ln P)}{dT} = \frac{h_{lg}}{RT^2}$$

que se basa en la hipótesis de que $v_g >> v_l$ y que la fase vapor actúa como un gas ideal.

a) Halle la ecuación de Clausius-Clapeyron a partir de la ecuación de Clapeyron.

b) Empleando los datos de la tabla de vapor de agua, grafique $\ln P_{sat}$ contra $1/T_{sat}$ para el vapor de agua en el intervalo $1 < P < 14.7$ psia. De la gráfica, y empleando la

ecuación de Clausius-Clapeyron, encuentre h_{lg} para el vapor de agua. Compruebe su resultado mediante las tablas de vapor de agua.

8.223 Con los datos de los dos puntos que se dan, estime la temperatura del punto triple del agua. Recuerde que el punto triple ocurre cuando las líneas de equilibrio vapor-líquido y líquido-sólido se encuentran en un diagrama ***P-T.*** (La ecuación de Clausius-Clapeyron del problema 8.21 resulta útil para la línea de equilibrio vapor-líquido.)

Sólido-líquido a $T = -10°C$, $P_{sat} = 119$ MPa:

$v_{sl} = -1.1 \times 10^{-4}\ m^3/kg$

$h_{sl} = 345$ kJ/kg

Líquido-vapor a $P = 1$ kPa, $T = 7°C$:

$h_{lg} = 2393$ kJ/kg

8.221 Con los datos de los dos puntos que se dan, estime la temperatura del punto triple del agua. Recuerde que el punto triple ocurre cuando las líneas de equilibrio vapor-líquido y líquido-sólido se encuentran en un diagrama ***P-T.*** (La ecuación de Clausius-Clapeyron del problema 8.21 resulta útil para la línea de equilibrio vapor-líquido.)

Sólido-líquido a $T = 14.0°F$, $P_{sat} = 16{,}200$ psia:

$v_{sl} = -1.76 \times 10^{-3}\ ft^3/lbm$

$h_{sl} = 144$ Btu/lbm

Líquido-vapor a $P = 1$ psia, $T = 101.7°F$:

$h_{lg} = 1029$ Btu/lbm

8.238 Los sistemas de energía solar con frecuencia almacenan energía en forma de agua caliente en tanques de almacenamiento. Puesto que la densidad difiere entre el agua caliente y el agua fría, el tanque de almacenamiento está “estratificado”; es decir, el agua caliente introducida en la parte superior del tanque tiende a quedarse ahí, ya que su volumen específico es mayor (menor densidad) que el del agua fría que está abajo.

a) Grafique el coeficiente de expansión volumétrica β para el agua líquida en el intervalo $60 < T < 100°C$, empleando los datos de las tablas de vapor de agua.

b) Grafique el coeficiente de expansión volumétrica β para el agua líquida en el intervalo $0 < T < 15°C$.

c) A la luz de los datos que se acaban de generar, comente la posibilidad del almacenamiento por estratificación caliente contra frío en un sistema de enfriamiento con energía solar.

8.231 Los sistemas de energía solar con frecuencia almacenan energía en forma de agua caliente en tanques de almacenamiento. Puesto que la densidad difiere entre el agua caliente y el agua fría, el tanque de almacenamiento está "estratificado"; es decir, el agua caliente introducida en la parte superior del tanque tiende a quedarse ahí, ya que su volumen específico es mayor (menor densidad) que el del agua fría que está abajo.

a) Grafique el coeficiente de expansión volumétrica β para el agua líquida en el intervalo $140 < T < 212°F$, empleando los datos de las tablas de vapor de agua.

b) Grafique el coeficiente de expansión volumétrica β para el agua líquida en el intervalo $32 < T < 50°F$.

c) A la luz de los datos que se acaban de generar, comente la posibilidad del almacenamiento por estratificación caliente contra frío en un sistema de enfriamiento con energía solar.

8.243 Grafique el coeficiente de expansión volumétrica para el agua en el intervalo $0 < T < 15°C$, empleando los datos de las tablas de vapor de agua. Mediante estos datos, explique por qué el agua de los lagos se congela primero en la superficie que en el fondo.

8.241 Grafique el coeficiente de expansión volumétrica para el agua en el intervalo $32 < T < 50°F$, empleando los datos de las tablas de vapor de agua. Mediante estos datos, explique por qué el agua de los lagos se congela primero en la superficie que en el fondo.

8.25S En un "estanque solar", la inyección de sal a varias concentraciones induce un fuerte gradiente del volumen específico con la profundidad del estanque. El estanque está estable cuando el gradiente del volumen específico salino iguala o excede el gradiente del volumen específico, debido a la variación de la temperatura causada por la absorción de la energía solar en el estanque, es decir,

$$\left[\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P dT < \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial X}\right)_T dX\right]_z$$

donde X es la concentración de la sal y z la distancia a partir de la superficie del estanque.

Para un estanque, la variación de temperatura en la capa calentada por el sol está dada por

$$T(z) = 20 + 3oz \quad °C$$

donde z está en metros. Encuentre la concentración de sal mínima requerida cuando el volumen específico de la solución salina está dado por

$$v = v_1(X = 0) + [v_{sat} - v_1(X = 0)]\, X(z)$$

donde v_{sat} es el volumen específico de la salmuera saturada de sal (0.00093 m^3/kg) y v_l (X = 0) es el volumen específico del agua pura a la temperatura local. (En realidad, el volumen específico de la salmuera varía con T, así como con X, lo que hace más complejo el problema,)

8.251 En un "estanque solar" , la inyección de sal a varias concentraciones induce un fuerte gradiente del volumen específico con la profundidad del estanque. El estanque está estable cuando el gradiente del volumen específico salino iguala o excede el gradiente del volumen específico, debido a la variación de la temperatura causado por la absorción de la energía solar en el estanque, es decir,

$$\left[\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P dT < \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial X}\right)_T dX\right]_z$$

donde X es la concentración de la sal y z la distancia a partir de la superficie del estanque.

Para un estanque, la variación de temperatura en la capa calentada por el sol está dada por

$$T(z) = 65 + 5z \qquad °F$$

donde z está en pies. Encuentre la concentración de sal mínima requerida cuando el volumen específico de la solución salina está dado por

$$v = v_l(X = 0) + [v_{sat} - v_1(X = 0)]\, X(z)$$

donde v_{sat} es el volumen específico de la salmuera saturada de sal (0.0149 ft^3/lbm) y $v_l(X = 0)$ es el volumen específico del agua pura a la temperatura local. (En realidad, el volumen específico de la salmuera varía con T, así como con X, lo que hace más complejo el complejo.)

8.268 ¿A qué presión la fugacidad del amoniaco gaseoso (NH_3) empieza a desviarse en más de un 10% de la presión, cuando la temperatura del amoniaco es de 150 °C?

8.261 ¿A qué presión la fugacidad del amoniaco gaseoso (NH_3) empieza a desviarse en más de un 10% de la presión, cuando la temperatura del amoniaco es de 300 °F?

Referencias

1. Lester Haar, John S. Gallagher, and George S. Kell, ***NBS/NRC Steam Tables: Thermodynamic and Transport Properties and Computer Programs for Vapor and Liquid States of Water in SI Units,*** Hemisphere, Washington, 1984.
2. Byung Ik Lee and Michael G. Kesler, "A Generalized Thermodynamic Correlation Based on Three-Parameter Corresponding States," American Institute of Chemical Engineexing Journal, vol. 2 1, no. 3, May 1975, pp. 5 10-527.

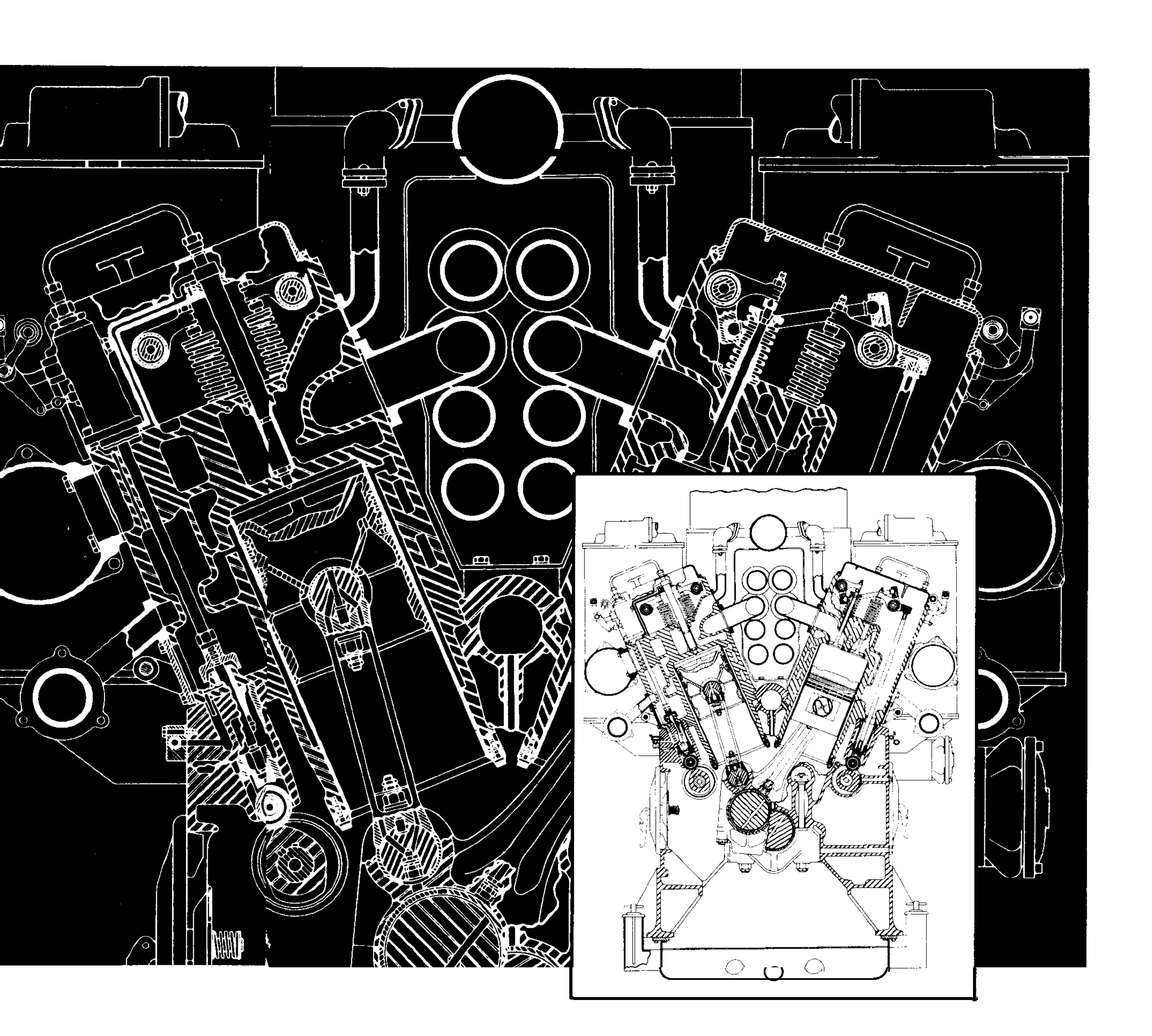
9

Sistemas *multicomponentes* sin reacción química

El misterio es la experiencia más importante. Es la fuente de todo el arte verdadero y de la ciencia.

Albert Einstein

Sección transversal de una máquina diesel marina. *(General Electric.)*



9.1 Introducción

Un fluido multicomponente está constituido por más de una especie química. El ejemplo más conocido es el aire, que es una mezcla de N,, 0,, Ar e indicios de otros componentes químicos. Otro ejemplo importante es el aire húmedo, donde se agrega el agua a la lista precedente de los componentes químicos. En este capítulo se van a considerar las propiedades termodinámicas de mezclas y compuestos químicos, así como el análisis de sistemas que emplean fluidos multicomponentes.

Hasta este momento, la mayoría de los análisis termodinámicos y los sistemas estudiado', se han referido a sustancias puras, como el agua o el refrigerante 12. En los capítulos 3 y 8 se estudiaron las propiedades termodinámicas de las sustancias puras y los apéndices contienen las tablas de las propiedades. Existe gran cantidad de datos sobre propiedades de sustancias puras, que se encuentran disponibles en tablas numéricas, ecuaciones y programas para todas las fases -sólida, líquida y vapor- de numerosas sustancias puras. Ahora se busca cómo emplear esta rica información en sistemas multicomponentes, cuando sea posible.

Una manera de obtener las propiedades termodinámicas de los fluidos **multi**componentes consiste en generar los datos referentes a la mezcla específica requerida. Exactamente eso es lo que se ha hecho para el aire. Como ya se mencionó, el aire es una mezcla de varios elementos químicos y se han obtenido datos de las propiedades del aire. Este enfoque es útil dado que el aire, con proporciones fijas de los componentes químicos, se emplea en muchos sistemas de ingeniería. También se requiere este mismo enfoque en otras mezclas concentradas; sin embargo, se necesitaría una tabla separada para cada combinación imaginable de los componentes químicos, Algunas veces, esto no es necesario y son estos casos los que se van a considerar en este capítulo.

La meta primordial de este capítulo es el desarrollo de los métodos, mediante idealizaciones, para combinar las propiedades de las sustancias puras y obtener las propiedades del fluido multicomponente. Posteriormente, se analizarán los sistemas que utilizan los fluidos multicomponentes y, finalmente, se analizarán las mezclas reales.

9.2 Medidas de multicomponentes

Una mezcla se caracteriza en términos del número de moles de cada componente i o en **términos** de la masa de cada componente i. El número de moles del componente i se representa con n_i y el número total de moles en la mezcla es

$$n = \sum_i n_i \qquad (9.1)$$

La fracción de las moles totales que constituyen el componente i ***es*** la ***fracción molar,*** que se escribe

$$y_i = \frac{n_i}{n} \tag{9.2}$$

La suma de todas las fracciones molares es la unidad, por lo tanto,

$$\sum y_i = 1 \tag{9.3}$$

En una mezcla binaria, estas relaciones son

$$n = n_A + n_B \tag{9.4}$$

Y

$$y_A + y_B = 1 \tag{9.5}$$

Una mezcla también se caracteriza en términos de la masa de cada componente i, la que se representa con m_i. La masa de la mezcla es

$$m = \sum m_i \tag{9.6}$$

para componentes inertes. La ***fracción másica*** del componente i se escribe

$$x_i = \frac{m_i}{m} \tag{9.7}$$

(El subíndice indica el componente de un fluido multicomponente, en tanto que x sin subíndice corresponde a la calidad, que específicamente significa m_g/m.) Por consiguiente, la suma de todas las fracciones másicas de una mezcla da

$$\sum x_i = 1 \tag{9.8}$$

Para una mezcla binaria, simplemente queda

$$m = m_A + m_B \tag{9.9}$$

Y

$$x_A + x_B = 1 \tag{9.10}$$

La masa del componente i se relaciona con el número de moles de dicho componente mediante la masa molecular del componente i, M_i, en la forma siguiente

$$m_i = n_i M_i \tag{9.11}$$

La masa total de la mezcla está dada por

$$m = \sum_i m_i = \sum_i n_i M_i \tag{9.12}$$

La ***masa molecular promedio*** de una mezcla, M, se define en forma que $nM \equiv m$. Por lo tanto

$$M = \frac{m}{n} = \frac{1}{n} \sum_i n_i M_i = \sum_i y_i M_i \tag{9.13}$$

En una mezcla binaria queda $M = y_A M_A + y_B M_B$. La relación entre la fracción másica y la fracción molar también se obtiene de las ecuaciones (9. ll) y (9.13) como

$$\frac{M_i}{M} y_i = x_i \tag{9.14}$$

Las relaciones que se acaban de presentar indican la notación y las definiciones empleadas en la caracterización másica o molar de una mezcla de varios componentes. Puesto que no hay reacción química, la suma del número de moles de cada componente, o de la masa de cada componente, da la cantidad total. El paso siguiente es la descripción de las propiedades de una mezcla en función de las propiedades de los componentes individuales. La simple suma de las propiedades de los componentes individuales no describe necesariamente las propiedades de la mezcla. Considérese una mezcla de dos gases reales a temperatura y presión constantes. El gas *A* ocupa un volumen inicial V_A, en tanto que el gas *B* ocupa un volumen inicial V_B. Cuando se mezclan, el volumen final de la mezcla es V_C y generalmente

$$V_C \neq V_A + V_B \tag{9.15}$$

lo que se encuentra representado en la figura 9.1. Los resultados típicos para un intervalo completo de fracciones molares se muestran en la figura 9.2. Obsérvese que, desde un punto de vista general, no hay razón para esperar que el volumen de la mezcla se obtenga por la suma de los volúmenes originales de los componentes. Desde un punto de vista molecular, el que los volúmenes no se puedan sumar simplemente se interpreta como una interacción entre los componentes. Se puede imaginar que las moléculas de un gas "se meten" entre las moléculas del otro gas. El ejemplo anterior también es válido para mezclas líquidas. Este resultado para una mezcla general se sustenta para todas las propiedades extensivas. La energía interna, la entalpía, la entropía y los calores específicos de una mezcla de fluidos a temperatura y presión constantes no son simplemente la suma de las propiedades de los componentes.

Esta complejidad en las propiedades de las mezclas se simplifica en el caso de los gases ideales.

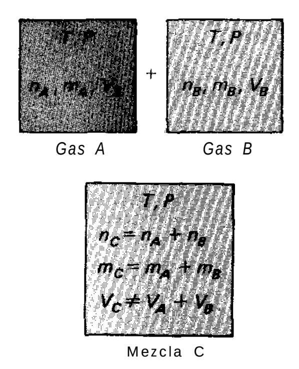


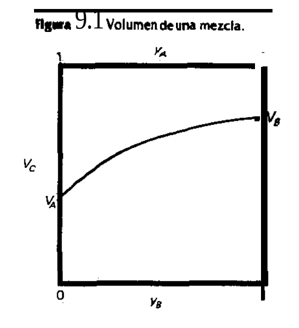
Figura 9.1 Relaciones de las mezclas.

9.3 Propiedades de un gas ideal con multicomponentes

Un gas ideal es un caso especial de una mezcla general, pero es uno con importante utilidad práctica. Desde el punto de vista físico, un gas satisface las relaciones del gas ideal cuando las moléculas de gas se tratan independientemente unas de otras. Una mezcla de gases ideales también satisface esta independencia molecular idealizada. Como se verá después, las propiedades de la mezcla simplemente son promedios ponderados en base másica o-molar de las propiedades de las sustancias puras individuales.

Retornando la mezcla de dos gases que se presentó en la sección 9.2, donde cada gas satisface la relación del gas ideal, el gas *A* está mezclado con el gas *B* a temperatura y presión constantes. Puesto que un gas ideal implica independencia molecular, el volumen final *es* la suma de los dos volúmenes ocupados por cada gas

Figura 9.1 Volumen de una mezcla.



independientemente. La figura 9.3 muestra lo anterior, que recibe el nombre de ***ley de Amagat-Leduc*** de los volúmenes aditivos. Repitiendo este experimento para varias fracciones molares, se obtiene una línea recta en el diagrama $V - y$ (véase la figura 9.3).

Esta relación se demuestra mediante la ecuación de estado para una mezcla binaria de gases ideales. Cada componente está descrito por

$$P_A V_A = n_A \bar{R} T_A \tag{9.16a}$$

Y

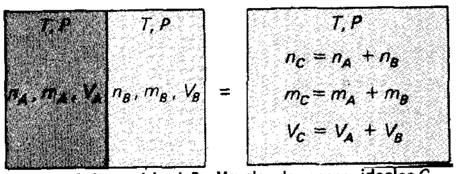
$$P_B V_B = n_B \bar{R} T_B \tag{9.16b}$$

y para la mezcla se obtiene

$$P_C V_C = n_C \bar{R} T_C \tag{9.16c}$$

En una mezcla a presión y temperatura constantes, $T_A = T_B = T_C$ y $P_A = P_B =$ P,. Por lo tanto,

$$V_A = \frac{n_A \bar{R} T_A}{P_A} = \frac{n_A \bar{R} T_C}{P_C} \tag{9.17a}$$



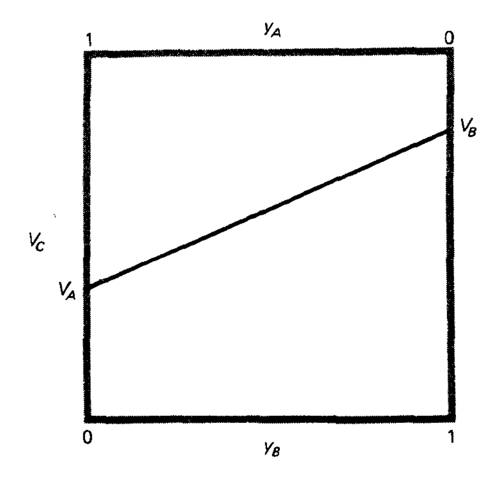


Figura 9.3 Mezcla de gases ideales.

Y

$$V_B = \frac{n_B \overline{R} T_B}{P_B} = \frac{n_B \overline{R} T_C}{P_C} \quad (9.17b)$$

La suma de los volúmenes es igual a

$$V_A + V_B = (n_A + n_B)\,\frac{\overline{R} T_C}{P_C} \quad (9.18)$$

pero $n_A + n_B = n_C$ y $V_A + V_B = V_C$, por lo que se cumple la relación para las mezclas de la ecuación (9.16 c). Así, el volumen de la mezcla es la suma de los volúmenes gaseosos individuales. Este desarrollo también puede considerarse como una prueba de que la mezcla es un gas ideal cuando los gases ideales individuales se combinan. Asimismo, eliminando $\overline{R}T_C/P_C$ de las ecuaciones (9.17) y (9.16) se obtiene la relación general

$$\frac{V_i}{V} = \frac{n_i}{n} = y_i \quad (9.19)$$

Una mezcla multicomponente de más de dos gases ideales se representa por

$$V = \sum_i V_i = \sum_i y_i V \quad (9.20)$$

donde V_i recibe el nombre de *volumen parcial* del componente *i*. El volumen parcial es el volumen del componente puro que resultaría a la temperatura y presión de la mezcla, si dicho componente se separara de la mezcla.

Otro punto de vista para una mezcla de gases ideales considera el mezclado de dos gases ideales que están a presiones diferentes, pero que ocupan volúmenes equivalentes a la misma temperatura. La figura 9.4 muestra este caso. Físicamente, la presión ejercida sobre un plano por un gas ideal (fuerza por unidad de área) resulta por el cambio de la cantidad de movimiento de las moléculas independientes con movimientos aleatorios. Por lo tanto, la contribución de la presión en una mezcla de dos gases ideales, con moléculas independientes, debe ser la suma de las contribuciones de las presiones de los gases individuales (con volúmenes y temperatura iguales). Este caso recibe el nombre de *ley de Dalton* para las presiones aditivas.

La ecuación de estado del gas ideal para componentes y mezclas corresponde a la ecuación (9.16). En una mezcla a temperatura y volumen constantes, $T_A = T_B = T_C$ y $V_A = V_B = V_C$. Por consiguiente,

$$P_A = \frac{n_A \overline{R} T_A}{V_A} = \frac{n_A \overline{R} T_C}{V_C} \quad (9.21a)$$

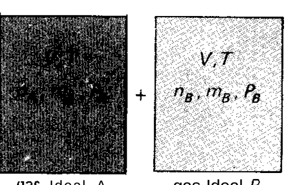
Y

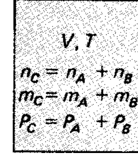
$$P_B = \frac{n_B \overline{R} T_B}{V_B} = \frac{n_B \overline{R} T_C}{V_C} \quad (9.21\,b)$$

Así, la suma de las presiones resulta

$$P_A + P_B = (n_A + n_B)\,\frac{\overline{R} T_C}{V_C} \quad (9.22)$$

Figura 9.4 Mezcla de gases ideales.





Mezcla de gases ideales C

Pero $n_A + n_B = n_C$ y $P_A + P_B = P_C$, por lo que se cumple la relación para las mezclas de la ecuación (9.16 c). Obsérvese que $\overline{R}T_C/V_C$ se elimina de la ecuación (9.21) mediante la ecuación (9.16) para dar la relación general

$$\frac{P_i}{P} = \frac{n_i}{n} = y_i \tag{9.23}$$

donde P_i *es* la ***presión parcial*** del componente ***i.*** La presión parcial del componente i es la presión que ejercería este componente a la temperatura y volumen de la mezcla si fuera separado de dicha mezcla. En una mezcla multicomponente general de gases ideales se tiene

$$P = \sum_i P_i = \sum_i y_i P \tag{9.24}$$

Las relaciones anteriores, denominadas ley de Amagat-Leduc y ley de Dalton, dan idéntica información. Otra forma de establecer la equivalencia se refiere al requerimiento por la ley de Amagat-Leduc de que la ley de Dalton se cumpla o bien el que la ley de Dalton requiere que la ley de Amagat-Leduc sea satisfecha (según el punto de partida que se adopte); lo cual se observa al comparar las ecuaciones (9.19) y (9.23). Un punto importante es que estos enunciados se basan en el concepto de independencia molecular para gases ideales y son estrictamente validos sólo para los gases ideales. Se cuenta con modificaciones a los enunciados para las propiedades de los gases reales, como se describirá en la sección 9.8.

Una mezcla de gases ideales es un gas ideal. Por ello, con frecuencia resulta conveniente contar con una ecuación de estado aparente de gases ideales para esta mezcla. La ecuación (9.13) define la masa molecular promedio de una mezcla de gases ideales, M, que puede considerarse como la masa molecular aparente de una mezcla de gases ideales. En base molar, la ecuación de estado de la mezcla es [véase la ecuación (9.16 c)]

$$PV = n\overline{R}T \tag{9.25}$$

donde las propiedades corresponden a las de la mezcla. En base másica, la ecuación (9.13) se emplea para dar

$$PV = \frac{m}{M}\overline{R}T \tag{9.26}$$

Se define una ***constante aparente para el gas*** como

$$R = \frac{\overline{R}}{M} \tag{9.27a}$$

que con la ecuación (9.13), $M = m/n$, queda

$$R = \frac{\overline{R}}{m} n = \frac{\overline{R}}{m} \sum_i \frac{m_i}{M_i} = \sum_i x_i R_i \tag{9.276}$$

y la ecuación de estado para la mezcla es

$$PV = mRT \tag{9.28}$$

con la constante aparente del gas dada por la ecuación (9.27).

Las propiedades de las mezclas de gases ideales restantes se obtienen mediante una ampliación de la ley de Dalton, la cual recibe el nombre de *ley de Gibbs-Dafton.* Esta ley establece que cualquier propiedad extensiva de una mezcla multicomponente es la suma de las propiedades de las substancias puras individuales que ocuparían el volumen de la mezcla a la temperatura de ésta. Por consiguiente, las propiedades de la mezcla son

$$U = \sum_i U_i(T, V) \quad (9.29a)$$

$$H = \sum H_i(T, V) \quad (9.29b)$$

$$S = \sum S_i(T, V) \quad (9.29c)$$

$$C_v = \sum C_{vi}(T, V) \quad (9.29d)$$

$$C_P = \sum C_{Pi}(T, V) \quad (9.29e)$$

Con la propiedad extensiva específica en base molar coronada por una barra, las ecuaciones (9.29) quedan

$$U = n\bar{u} = n \sum_i y_i \bar{u}_i(T, V) \quad (9.30a)$$

$$H = n\bar{h} = n \sum_i y_i \bar{h}_i(T, V) \quad (9.30b)$$

$$S = n\bar{s} = n \sum y_i \bar{s}_i(T, V) \quad (9.30c)$$

$$C_v = n\bar{c}_v = n \sum y_i \bar{c}_{vi}(T, V) \quad (9.30d)$$

$$C_P = n\bar{c}_P = n \sum y_i \bar{c}_{Pi}(T, V) \quad (9.30e)$$

En base másica, las propiedades de la mezcla son

$$U = mu = m \sum x_i u_i(T, V) \quad (9.31a)$$

$$H = mh = m \sum x_i h_i(T, V) \quad (9.31b)$$

$$S = ms = m \sum x_i s_i(T, V) \quad (9.31c)$$

$$C_v = mc_v = m \sum x_i c_{vi}(T, V) \quad (9.31d)$$

$$C_P = mc_P = m \sum_i x_i c_{Pi}(T, V) \quad (9.31e)$$

Debe señalarse que todas las propiedades de las substancias puras en el lado derecho de las ecuaciones anteriores se obtienen al volumen y temperatura de la mezcla. Esto está explícitamente indicado por la notación funcional. Según el estudio de la ley de Dalton para las presiones aditivas, resulta equivalente evaluar las propiedades de las sustancias puras a la temperatura de la mezcla y la presión parcial del componente, lo cual está explícitamente indicado en las expresiones siguientes:

$$U = n\bar{u} = n \sum_i y_i\bar{u}_i(T, P_i) = mu = m \sum_i x_i u_i(T, P_i) \quad (9.32a)$$

$$H = n\bar{h} = n \sum_i y_i\bar{h}_i(T, P_i) = mh = m \sum_i x_i h_i(T, P_i) \quad (9.32b)$$

$$S = n\bar{s} = n \sum_i y_i\bar{s}_i(T, P_i) = ms = m \sum_i x_i s_i(T, P_i) \quad (9.32c)$$

$$C_v = n\bar{c}_v = n \sum_i y_i\bar{c}_{vi}(T, P_i) = mc_v = m \sum_i x_i c_{vi}(T, P_i) \quad (9.32d)$$

$$C_P = n\bar{c}_P = n \sum_i y_i\bar{c}_{Pi}(T, P_i) = mc_P = m \sum_i x_i c_{Pi}(T, P_i) \quad (9.32e)$$

Para un gas ideal, la energía interna, la entalpía y los calores específicos son únicamente función de la temperatura, por lo que la entropía es la única propiedad que requiere del uso de la presión parcial.

Una expansión de la ecuación (9.32*c*) da la entropía específica de una mezcla de gases ideales [obsérvese que $s_{ref} = s(T = 0\text{ K} = 0\text{ °R}, P = 1\text{ atm}) = 0$] como

$$s = \sum_i x_i s_i(T, P_i) = \sum_i x_i \left[s_{0i}(T) - R_i \ln \frac{P_i}{P_{ref}} \right] \quad (9.33)$$

Ésta es una relación general en función de las presiones parciales, la cual puede expresarse alternativamente en función de las fracciones molares. Si se define

$$s_0(T) \equiv \sum x_i s_{0i}(T) \quad (9.34)$$

y se emplean las propiedades del logaritmo natural para escribir

$$\ln \frac{P_i}{P_{ref}} = \ln \frac{P_i}{P_{tot}} + \ln \frac{P_{tot}}{P_{ref}}$$

entonces la ecuación (9.33) queda

$$s(T, P) = s_0(T) - \sum_i x_i R_i \ln \frac{P_{tot}}{P_{ref}} - \sum_i x_i R_i \ln \frac{P_i}{P_{tot}} \quad (9.35)$$

Sin embargo, $P_i/P_{tot} = y_i$ y la ecuación (9.273) muestra que $\sum_i x_i R_i = R$. Más aún, de la ecuación (9.14), $x_i R_i = y_i M_i R_i/M = y_i R$. Haciendo estas sustituciones resulta

$$s(T, P) = s_0(T) - R \ln \frac{P_{tot}}{P_{ref}} - R \sum_i y_i \ln y_i \quad (9.36a)$$

o

$$\bar{s}(T, P) = \bar{s}_0(T) - \bar{R} \ln \frac{P_{tot}}{P_{ref}} - \bar{R} \sum_i y_i \ln y_i \quad (9.36b)$$

Para una mezcla con ***composición constante*** que realiza un proceso entre los estados 1 y 2,

$$s_2 - s_1 = s_0(T_2) - s_0(T_1) - R \ln \frac{P_{tot,2}}{P_{tot,1}}$$

y desaparece el-término final de la ecuación (9.36). En la tabulación de propiedades para una mezcla de gases ideales se omite el término $\sum_i y_i \ln y_i$ en los valores tabulados de s.

Ejemplo 9.1

El aire es una mezcla de nitrógeno, oxígeno, argón e indicios de otros componentes. Calcule u, h, s_0 y c_p a 1 atm y 600°F mediante las tablas E.3 a E.5 (las cuales tienen todas el mismo estado de referencia). Considere el aire compuesto por 78.03% de N_2, 20.99% de 0, y 0.98% de argón, en base volumétrica.

Solución

La ecuación (9.19) indica que la fracción molar es idéntica a la fracción volumétrica. Por consiguiente, las medidas de los multicomponentes en la composición son los siguientes:

Componente	Masa molecular	Fracción volumétrica V_i/V	Fracción molar y_i	Fracción másica x_i
N_2	28.016	0.7803	0.7803	0.7546
O_2	32.000	0.2099	0.2099	0.2319
Ar	39.944	0 0098	0.0098	0 0135
		1.0000	1.0000	1.0000

En este caso la ecuación (9.13) queda

$$M = \sum_i y_i M_i = 0.7803(28.016) + 0.2099(32.000) + 0.0098(39.944)$$
$$= 28.969$$

en tanto que la ecuación (9.14) da

$$x_i = y_i \frac{M_i}{M}$$

lo que conduce a los valores de la tabla anterior.

De las tablas E.3, E.4 y E.5 del apéndice E y la ecuación (9.32)

$$u = x_{N_2}u_{N_2} + x_{O_2}u_{O_2} + x_{Ar}u_{Ar}$$
$$= 0.7546(189.47) + 0.23\,19(170.43) + 0.0\,135(79.069)$$
$$= 183.56 \text{ Btu/lbm} = 426.96 \text{ kJ/kg}$$

$$h = x_{N_2}h_{N_2} + x_{O_2}h_{O_2} + x_{Ar}h_{Ar}$$
$$= 0.7546(264.64) + 0.2319(236.24) + 0.0135(131.78)$$
$$= 256.26 \text{ Btu/lbm} = 596.06 \text{ kJ/kg}$$

Y

$$c_P = x_{N_2}c_{P,N_2} + x_{O_2}c_{P,O_2} + x_{Ar}c_{P,Ar}$$
$$= 0.7546(0.2563) + 0.2319(0.2389) + 0.0135(0.1244)$$
$$= 0.2505 \text{ Btu/(lbm . °R)} = 1.049 \text{ kJ/(kg . K)}$$

El cálculo de la entropía con los calores específicos (las capacidades térmicas específicas) variables requiere el uso de la ecuación (9.34); por lo tanto,

$$s_0 = (0.7546)(1.8044) + (0.2319)(1.6857) + (0.0135)(1.0104)$$
$$= 1.7662 \text{ Btu/(lbm · °R)} = 7.3947 \text{ kJ/(kg . K)}$$

Estos valores se comparan con los valores tabulados en la tabla E.2. La diferencia máxima es de aproximadamente 0.01 %, encontrándose dentro de las especificaciones anteriores para las fracciones volumétricas del aire.

Comentarios

Es posible realizar los cálculos anteriores porque los valores tabulados tienen todos el mismo estado de referencia. Con frecuencia, en termodinámica se requieren las diferencias entre los valores de las propiedades, como se calculó en este ejemplo. Las expresiones precedentes se pueden emplear directamente para obtener estas diferencias de las propiedades.

9.4 Análisis termodinámico de mezclas de gases ideales

Las propiedades de una mezcla de gases ideales en cualquier estado se obtienen mediante el análisis previo. En esta sección se van a aplicar la primera y la segunda leyes a sistemas multicomponentes. Se estudian tanto los sistemas con fracciones molares y másicas fijas como los problemas de mezclado. Puesto que no hay reacciones químicas, el número de moles o la masa de cada componente sólo puede cambiar por adición o desaparición de dicho componente. Si se emplea una mezcla de composición fija en un proceso donde no hay ni adición ni desaparición de algún componente específico, entonces las fracciones molares y las másicas son constantes. Este' sistema multicomponente puede considerarse como un gas ideal con propiedades fijas de la mezcla. Por otra parte, cuando se considera un proceso donde las fracciones molares y las másicas cambian, se requiere un enfoque particular. A este último proceso se le conoce como ***proceso de mezclado.***

La energía interna, la entalpía y los calores específicos de un gas ideal son sólo función de la temperatura. Como se indicó en la tabla 5.4, los cambios de la energía interna y de la entalpía son

$$du_i = c_{v,i}\, dT \qquad (9.37a)$$

en base másica. De la ecuación (9.32)

$$dU = \sum_i n_i \bar{c}_{v,i}\, dT = \sum_i m_i c_{v,i}\, dT \qquad (9.38a)$$

$$dH = \sum_i n_i \bar{c}_{P,i}\, dT = \sum_i m_i c_{P,i}\, dT \qquad (9.386)$$

Con las definiciones de los calores específicos de las ecuaciones (9.324 y **(9.32*e*),**

$$dU = n\bar{c}_v\, dT = mc_v\, dT \qquad (9.39a)$$

$$dH = n\bar{c}_P\, dT = mc_P\, dT \qquad (9.396)$$

Nuevamente el punto de vista físico sobre la energía interna y la entalpía se refiere a gases independientes que simplemente se agregan, dando por resultado una mezcla ideal con nuevas propiedades promedio. Esto no es tan simple en el caso de la entropía.

La entropía de una mezcla está dada por la ecuación (9.32~). La entropía de un gas ideal es función de dos variables independientes. Recordando que la mezcla se trata como un sistema multicomponente con las propiedades de las sustancias puras evaluadas a la temperatura de la mezcla y a la presión parcial del componente, se ve que la entropía de cada componente está dada en la tabla 5.4 como

$$d\bar{s}_i = \bar{c}_{P,i}\frac{dT}{T} - \bar{R}\frac{dP_i}{P_i} \qquad (9.40a)$$

en base molar y

$$ds_i = c_{P,i}\frac{dT}{T} - R_i\frac{dP_i}{P_i} \qquad (9.406)$$

en base másica. El cambio de la entropía de la mezcla es

$$dS = \sum_i n_i \bar{c}_{P,i}\frac{dT}{T} - \sum_i n_i \bar{R}\frac{dP_i}{P_i} \qquad (9.41\ a)$$

$$= \sum_i m_i c_{P,i}\frac{dT}{T} - \sum_i m_i R_i \frac{dP_i}{P_i} \qquad (9.41\ b)$$

Los calores específicos de la mezcla están dados por las ecuaciones **(9.32*d*)** y **(9.32*e*),** así que

$$dS = n\bar{c}_P\frac{dT}{T} - \bar{R}\sum_i n_i \frac{dP_i}{P_i} \qquad (9.42a)$$

$$= mc_P\frac{dT}{T} - \sum_i m_i R_i \frac{dP_i}{P_i} \qquad (9.42b)$$

El cambio de la entropía puede evaluarse con calores específicos (capacidades térmicas específicas) constantes o variables como se señaló en la sección 5.5.2. Las presiones parciales de la ecuación (9.42) también pueden expresarse en función de las fracciones molares o **másicas [Ec. (9.23)].**

Para empezar, se va a considerar una mezcla de gases ideales que cambia de un estado a otro pero sin variar su composición (las fracciones molares y másicas son constantes para cualquier punto del proceso). Se calculan las cantidades de cada componente y se determinan las fracciones molares y másicas. Dado que las fracciones molares y másicas son constantes, la ecuación (9.23) indica que las presiones parciales varían con la presión total. Los calores específicos de la mezcla se evalúan mediante las ecuaciones **(9.32*d*)** y **(9.32*e*):**

$$dU = n\bar{c}_v\, dT = mc_v\, dT \qquad (9.43a)$$

$$dH = n\bar{c}_P\, dT = mc_P\, dT \qquad (9.435)$$

$$dS = n\bar{c}_P \frac{dT}{T} - n\bar{R}\frac{dP}{P} \qquad (9.43c)$$

$$= mc_P \frac{dT}{T} - mR\frac{dP}{P} \qquad (9.43d)$$

donde se emplearon $P_i = y_i P$ y la ecuación **(9.27*b*).** Estas ecuaciones indican claramente que la mezcla es un gas ideal con **propiedades** promedio.

A continuación se considera el cambio de la entropía para el proceso de mezclado. Cuando un ***gas*** puro o una mezcla gaseosa ***A se*** mezcla con otro gas puro o una mezcla gaseosa ***B*** y hay cambios en las fracciones molares y másicas, el cambio de entropía es diferente del que se presentó anteriormente [ecuación **(9.43)].** De las ecuaciones **(9.36),** el cambio de entropía del gas ***A*** resulta

$$(\bar{s}_2 - \bar{s}_1)_A = \left\{\bar{s}_0(T_2) - \bar{s}_0(T_1) - \bar{R}\ln\frac{P_{\text{tot},2}}{P_{\text{tot},1}} - \bar{R}\sum_i [(y_i \ln y_i)_2 - (y_i \ln y_i)_1]\right\}_A \qquad (9.44a)$$

0

$$(s_2 - s_1)_A = \left[s_0(T_2) - s_0(T_1) - R\ln\frac{P_{\text{tot},2}}{P_{\text{tot},1}} - \left(R\sum_i y_i \ln y_i\right)_2 + \left(R\sum_i y_i \ln y_i\right)_1\right]_A \qquad (9.446)$$

Para un ***proceso a presión constante*** con $y_i = n_i/n_{\text{tot}}$, la ecuación (9.44) se reduce a

$$(S_2 - S_1)_A = n_A[\bar{s}_{0,A}(T_2) - \bar{s}_{0,A}(T_1)] - \bar{R}\sum_i \left(n_i \ln\frac{y_{i,2}}{y_{i,1}}\right)_A \qquad (9.45)$$

Y si $\bar{c}_{P,A}$ no es función de T, entonces con la ecuación (5.58) y la temperatura antes y después del mezclado, se obtiene el cambio total de la entropía del proceso:

$$(S_2 - S_1) = -\bar{R}\sum [n_i \ln (y_{i,2}/y_{i,1})] \qquad (9.46)$$

El mezclado de dos o más gases conduce a $y_{i,2} < y_{i,1}$, por lo que la contribución del cambio de la entropía siempre es positiva, reflejando el desorden involucrado en el mezclado.

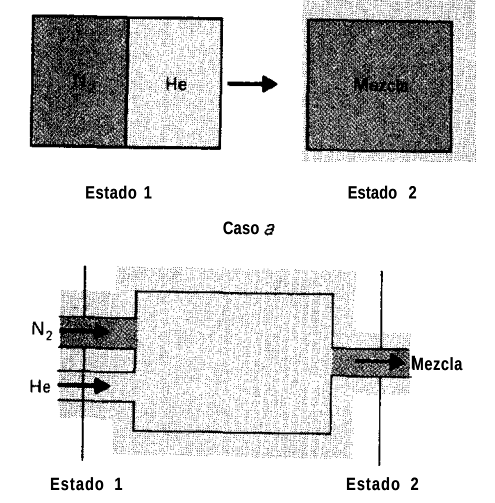
Ejemplo 9.2

Nitrógeno a 0.3 MPa y 100°C se mezcla adiabáticamente con He a 0.15 MPa y 50°C. Calcule la temperatura final de la mezcla y la generación de entropía cuando los gases se mezclan de acuerdo con los procesos siguientes:

a) Inicialmente una división separa 0.5 kg de N_2 y 0.05 kg de He, los cuales se mezclan en un recipiente cerrado.

b) 0.5 kg/s de N_2 y 0.05 kg/s de He se mezclan en un sistema con flujo en estado estable, donde la presión a la salida es de 0.1 MPa.

Diagramas



Solución

Mediante la primera ley se obtiene el estado 2 y, entonces, la ecuación (9.41*a*) da el cambio de la entropía. La principal diferencia en el análisis de cada tipo de proceso recae en el uso de la energía interna para (*a*) y el de la entalpía para (b). En ambos casos se van a considerar los calores específicos constantes.

a) La primera ley da

$$U_2 - U_1 = m_2 u_2 - m_1 u_1 = 0$$

por lo tanto,

$$[m(u_2 - u_1)]_N + [m(u_2 - u_1)]_H = 0$$

los subíndices N y H representan al nitrógeno y al helio, respectivamente. Así,

$$(mc_v)_N(T_2 - T_{N,1}) + (mc_v)_H(T_2 - T_{H,1}) = 0$$

como ambos componentes alcanzan la misma temperatura final al equilibrio, entonces

$$T_2 = \frac{(mc_v)_N T_{N,1} + (mc_v)_H T_{H,1}}{(mc_v)_N + (mc_v)_H}$$

Sustituyendo los valores numéricos de la tabla C.2, queda

$$T_2 = 358.4 \text{ K} = 85.2°\text{C} = 185°\text{F}$$

La evaluación del cambio de entropía requiere las presiones parciales en el estado 2, que se determinan para el volumen final de la mezcla mediante $P_i = m_i R_i T/V$. Evaluando los volúmenes iniciales y sumándolos se obtiene

$$V_2 = V_{N,1} + V_{H,1} = \frac{m_N R_N T_{N,1}}{P_{N,1}} + \frac{m_H R_H T_{H,1}}{P_{H,1}} = 0.408 \text{ m}^3$$

Por lo tanto,

$$P_{N,2} = \frac{(0.5)(0.2968)(358.4)}{0.408} = 130 \text{ kPa}$$

$$P_{H,2} = \frac{(0.05)(2.07703)(358.4)}{0.408} = 912 \text{ kPa}$$

La generación de entropía se calcula mediante la ecuación (9.41 b):

$$\begin{aligned} {}_1S_{\text{gen},2} &= S_2 - S_1 \\ &= (mc_P)_N \ln \frac{T_2}{T_{N,1}} + (mc_P)_H \ln \frac{T_2}{T_{H,1}} \\ &\quad - (mR)_N \ln \frac{P_{N,2}}{P_{N,1}} - (mR)_H \ln \frac{P_{H,2}}{P_{H,1}} \\ &= 0.1813 \text{ kJ/K} = 0.0955 \text{ Btu/°R} \end{aligned}$$

b) La primera ley para un flujo adiabático en estado estable es

$$\dot{m}_1 h_1 = \dot{m}_2 h_2$$

$$\dot{m}_{N,1} h_{N,1} + \dot{m}_{H,1} h_{H,1} = \dot{m}_{N,2} h_{N,2} + \dot{m}_{H,2} h_{H,2}$$

Como $\dot{m}_{N,1} = \dot{m}_{N,2}$ y $\dot{m}_{H,1} = \dot{m}_{H,2}$, se obtiene

$$m_N(h_2 - h_1)_N + \dot{m}_H(h_2 - h_1)_H = 0$$

$$(\dot{m}c_P)_N(T_2 - T_{N,1}) + (\dot{m}c_P)_H(T_2 - T_{H,1}) = 0$$

Resolviendo para T_2 da

$$T_2 = \frac{(\dot{m}c_P)_N T_{N,1} + (\dot{m}c_P)_H T_{H,1}}{(\dot{m}c_P)_N + (\dot{m}c_P)_H}$$

Con los valores numéricos de la tabla C.3

$T_2 = 356.5 \text{ K} = 83.4°\text{C}$

La generación de entropía requiere las fracciones molares a la salida, que se evalúan como $\dot{n}_N = 0.5/28.016 = 0.0178$ Kmols/s y $\dot{n}_H = 0.05/4.003 = 0.0125$ kmol/s. Entonces

$$y_{N,2} = \frac{0.0178}{0.0178 + 0.0125} = 0.588$$

$$y_{H,2} = \frac{0.0125}{0.0178 + 0.0125} = 0.413$$

La expresión de la generación de entropía para este proceso en flujo estable es

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m}_2 s_2 - \dot{m}_1 s_1$$

la cual, con la ecuación (9.45) y $s_o(T_2) - s_o(T_1) = c_p \ln(T_2/T_1)$, se expresa como

$$\begin{aligned}\dot{S}_{gen} &= (\dot{m}c_P)_N \ln \frac{T_2}{T_{N,1}} + (\dot{m}c_P)_H \ln \frac{T_2}{T_{H,1}} \\ &\quad -(\dot{m}R)_N \ln \frac{P_2}{P_{N,1}} - (\dot{m}R)_H \ln \frac{P_2}{P_{H,1}} \\ &\quad -(\dot{m}R)_N (0.588 \ln 0.588) - (\dot{m}R)_H (0.413 \ln 0.413) \\ &= 0.291 \text{ kW/K} = 552 \text{ Btu/(h} \cdot °\text{R)}\end{aligned}$$

Comentarios

La diferencia en el análisis de cada caso es pequeña. Los calores específicos son diferentes en el análisis con la primera ley y la evaluación de las presiones parciales difiere en el análisis con la segunda ley. Obsérvese que las propiedades del He se diferencian bastante de las del N_2. La generación de entropía debida al mezclado es positiva para los dos gases.

9.5 Análisis de los multicomponentes de una mezcla de gas ideal-vapor

El análisis de las secciones anteriores se va a aplicar ahora a las mezclas que incluyen componentes en un estado cercano al de saturación. En el capítulo 3 se indicó que tanto un vapor como un gas son fluidos gaseosos, sólo que un vapor se encuentra a una temperatura por abajo de la temperatura crítica (véase la figura 3.6). Un punto importante se refiere a que el vapor en una mezcla está próximo a la región de saturación de ese componente, por lo que es factible que se condense y forme otra fase.

El ejemplo más frecuente se refiere a la mezcla de aire y vapor de agua, el cual se presenta en la atmósfera. Esta mezcla se considera como un componente en fase gaseosa, el aire, mezclado con otro componente en la fase vapor, el agua. Un cierto

día, con condiciones atmosféricas de 1 atm y **91°F (33°C),** los meteorólogos indican que la humedad relativa es del **90%,** lo que corresponde, indirectamente, a una especificación de las fracciones molares y **másicas** de la mezcla (esto se explicara más adelante). A la presión y temperaturas especificadas se tiene x = 0.0269; por lo tanto, los meteorólogos han expresado la concentración del agua en la mezcla **aire**-vapor. La experiencia indica que, si a esta mezcla se le reduce la temperatura en tanto que la presión total se mantiene constante (presión atmosférica), se presentan gotas líquidas, es decir, se forma rocío, lo cual **señala** el proceso de condensación. Esta formación de rocío tendría lugar si la temperatura ambiente fuese de **87.5°F (30.8°C).** Éste es el tipo de mezclas de gas y vapor que se van a estudiar en esta sección.

El análisis de las mezclas gas-vapor es una aplicación directa de las relaciones de las secciones 9.3 y 9.4. Se considera que el gas y el vapor obedecen la relación de los gases ideales, por lo que se supone que los componentes están compuestos por moléculas independientes. La ley de Gibbs-Dalton establece que las propiedades de una mezcla son la suma de las propiedades de las sustancias puras, cada una evaluada a la temperatura de la mezcla y a la presión parcial del componente. Por lo tanto, la mezcla gas-vapor, tal como cualquier mezcla de gases ideales, se trata como dos componentes independientes cada uno a la ***temperatura de la mezcla y*** a la ***presión parcial*** del componente. También la presión total de la mezcla corresponde a la suma de las presiones parciales de los componentes. La presión parcial del componente condensable recibe el nombre de ***presión de vapor,*** en tanto que a la presión parcial del componente gaseoso se le llama ***presión del gas.*** A la presión total de la mezcla se le representa por ***P.*** Se considera que la fase condensada es pura (no contiene gas disuelto) y que el gas no afecta a la presión de saturación de la fase condensada.

9.5.1 Medidas y propiedades

Las relaciones de las secciones 9.3 y 9.4 caracterizan a la mezcla de gases ideales constituida por gas y vapor, cuando realiza algún proceso; el único aspecto nuevo que se presenta ahora se refiere al cambio de fase que puede presentar la fase vapor. Este hecho requiere información adicional para la mezcla gas-vapor que indique el proceso de cambio de fase. La temperatura de la mezcla, a la cual el vapor pasa a la fase líquida, a la presión parcial dentro de la mezcla, recibe el nombre de ***temperatura del punto de rocío*** T_r de la mezcla gas-vapor. En la figura 9.5 se muestra a una mezcla de aire-vapor de agua, con el agua en el estado de vapor. A la presión parcial del estado 1, la temperatura del punto de rocío es la temperatura de saturación a la presión parcial del vapor de agua, es decir, la presión de vapor, lo cual se indica en la figura 9.5 como 1,. También debe observarse que cualquier estado de la mezcla que tenga una presión de vapor P_{v1} tiene la misma temperatura del punto de rocío T_{ir}. Para otro estado 2, con una presión de vapor P_{v2}, la temperatura del punto de rocío será T_{2d}.

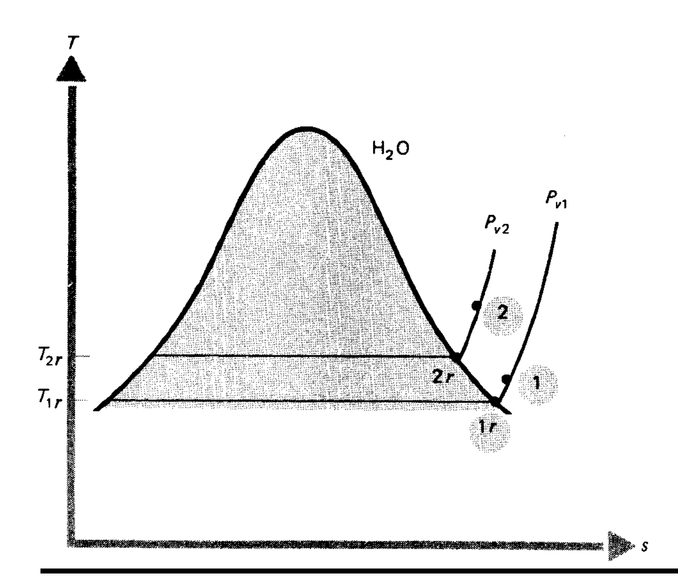


Figura 9.5 Temperatura del punto de rocío.

Una ***mezcla saturada es*** aquella que tiene la fase vapor a su temperatura y presión de saturación. Por lo tanto, una mezcla aire-vapor de agua, con el agua al estado 1, o 2, de la figura 9.5, es una mezcla saturada, que también recibe el nombre de aire saturado.

Las concentraciones de las mezclas aire-agua se expresan en función de dos cantidades nuevas, pero relacionadas: la humedad relativa ϕ y la relación de humedades ω. La humedad relativa ϕ se define como

$$\phi \equiv \frac{y_v(T,P)}{y_g(T,P)} \qquad (9.47)$$

donde $y_v\,(T,P)$ es la fracción molar del componente en la fase vapor (subíndice v) $y_g\,(T,P)$ es la fracción molar del vapor en su estado saturado, ambos correspondiendo a la temperatura y a la presión total de la mezcla. En el denominador no hay un subíndice v ya que únicamente el componente en fase vapor puede realizar el cambio de fase, mismo que se indica por el subíndice g (tal como se hizo en el capítulo 3). Dado que cada componente se trata como un gas ideal y que las presiones totales en la relación de la ecuación (9.47) son las mismas, mediante la ecuación **(9.23),** la humedad relativa queda

$$\phi = \frac{P_v}{P_g} = \frac{P_v(T)}{P_{sat}(T)} \qquad (9.48)$$

En la figura 9.6 se indican los estados que se comparan en la definición de la humedad relativa. También en esta figura se muestra que la humedad relativa siempre es menor o igual que la unidad, ya que $P_v\,(T)$ siempre es menor o igual a $P_g\,(T)$. Mediante la relación de gases ideales para el componente vapor, la humedad relativa también se expresa como

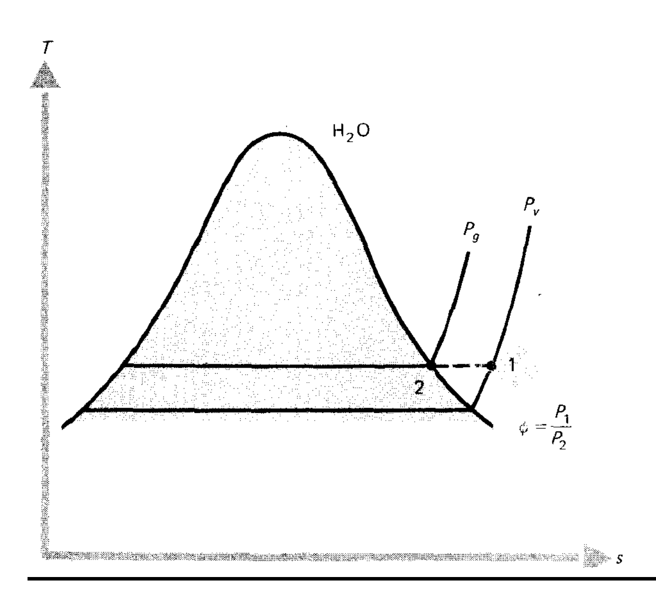


Figura 9.6 Humedad relativa.

$$\phi = \frac{P_v}{P_g} = \frac{RT/v_v}{RT/v_g} = \frac{v_g}{v_v} = \frac{\rho_v}{\rho_g} \tag{9.49}$$

Otra medida de la concentración de la mezcla es la *relación de humedades o humedad específica*, la que se define:

$$\omega \equiv \frac{m_v}{m_a} \tag{9.50}$$

Esto corresponde a la masa del vapor de agua dividida entre la masa del aire seco (sin vapor de agua). La humedad específica se relaciona con la fracción másica del vapor $x_v = m_v/m$ mediante

$$\omega = \frac{1}{1/x_v - 1} \tag{9.51}$$

La humedad específica también se expresa en función de las presiones parciales, si se observa que los volúmenes ocupados por el aire y por el vapor de agua son iguales. Por lo tanto,

$$\omega = \frac{m_v}{m_a} = \frac{M_v}{M_a}\frac{n_v}{n_a} = \frac{M_v}{M_a}\frac{P_vV/(\bar{R}T)}{P_aV/(\bar{R}T)}$$

o

$$\omega = \frac{M_v}{M_a}\frac{P_v}{P_a} \tag{Y.52}$$

Las masas moleculares se encuentran en la tabla C.2,

$$\omega = 0.622\ \frac{P_v}{P_a} = 0.622\ \frac{P_v}{P - P''} = 0.622\ \frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \tag{9.53}$$

la cual es función únicamente de la presión de vapor. Cuando se elimina la presión de vapor de las ecuaciones (9.48) y (9.53), se obtiene otra relación entre la humedad relativa y la humedad específica:

$$\phi = \frac{\omega P_a}{0.622 P_g} \tag{9.54}$$

El ***grado de saturación*** es otra medida de la concentración de la mezcla, que se define por

$$\mu \equiv \frac{\omega(T, P)}{\omega_g(T, P)} \tag{9.55}$$

Mediante las ecuaciones (9.53) y (9.48) queda

$$\mu = \frac{P_v(P - P_g)}{P_g(P - P_v)} = \phi \frac{P - P_g}{P - P_v} \tag{9.56}$$

Por lo general, la presión de vapor y la presión de saturación son mucho menores que la presión total (excepto a temperaturas elevadas), por lo que el grado de saturación es aproximadamente igual a la humedad relativa.

Ahora se emplearán las medidas de la concentración precedentes para obtener las propiedades de la mezcla, que han sido definidas por las ecuaciones (9.32). Muchas aplicaciones se basan en la unidad de masa del aire seco y no en la unidad de masa de la mezcla, por lo que la humedau específica resulta útil en la determinación de las propiedades. En el caso de una mezcla binaria de aire y vapor de agua, la entalpía por unidad de masa de aire seco se encuentra mediante la ecuación (9.32 *b*) como

$$\frac{H}{m_a} = \frac{m}{m_a}(x_a h_a + x_v h_v) = h_a + \frac{m_v}{m_a} h_v = h_a + \omega h_v \tag{9.57}$$

Todas las otras propiedades dadas en las ecuaciones (9.32) tienen una forma similar a la de la entalpía, cuando se sustituye la propiedad adecuada.

Ejemplo 9.3

Halle la humedad específica, la fracción másica del vapor, el grado de saturación y la temperatura del punto de rocío para una mezcla de aire-agua a 1 atm, 91°F y con una humedad relativa del 90%.

Solución

La humedad relativa del 90% da

$$\phi = \frac{P_v}{P_g} = 0.9$$

donde P_g es la presión de saturación a 91°F. En la tabla E.8 del apéndice E se lee P_g = 0.725 psia, por lo que la presión de vapor resulta

$P_v = (0.9)(0.725) = 0.6525$ psia

Como la presión total es igual a 14.696 psia, la presión parcial del aire es igual a

$P_a = P - P_v = 14.044$ psia

La ecuación (9.53) da la humedad específica como

$$\omega = 0.622 \frac{0.6525}{14.696} = 0.0276 \frac{\text{lbm } H_2O}{\text{lbm aire seco}}$$

La fracción másica se obtiene de la ecuación (9.51):

$$x_v = \frac{m_v}{m} = \frac{m_v}{m_v + m_a}$$

$$= \frac{1}{1 + m_a/m_v} = \frac{1}{1 + 1/\omega} = 0.0269 \frac{\text{lbm } H_2O}{\text{lbm mezcla}}$$

El grado de saturación se calcula mediante la ecuación (9.56):

$$\mu = 0.9 \frac{14.696 - 0.725}{14.696 - 0.6525} = 0.895$$

Finalmente, la temperatura del punto de rocío se obtiene de la tabla E.8 para la presión de 0.6525 psia:

$T_r = 87.5°F = 30.8°C$

Comentarios

La presión de vapor del agua generalmente es pequeña respecto a la presión total, como se indicó previamente. También la humedad relativa resultó casi igual al grado de saturación.

9.5.2 Análisis termodinámico

Ahora se van a aplicar la primera y la segunda leyes a las mezclas aire-vapor de agua. En la sección 9.7 se consideraron muchas aplicaciones; por el momento sólo se estudiarán unos pocos procesos que presentan muchas características importantes de las mezclas gas-vapor.

Sea una masa de control contenida en un cilindro mediante un pistón móvil, en forma que la mezcla aire-agua se encuentre inicialmente en el estado 1; se enfría la mezcla a presión constante hasta llegar al estado de saturación 2 y finalmente a una temperatura T_3 por abajo de la temperatura del punto de rocío para el estado 1. La figura 9.7 representa un diagrama de este proceso. La mezcla se encuentra inicialmente en el estado 1, al ser enfriada a presión constante, las presiones parciales permanecen constantes hasta llegar al estado 2. En este punto se forma condensado en la base del cilindro, el cual se encuentra en el estado 21. La disminución subsecuente de la temperatura da lugar a la formación de líquido y vapor saturados en el estado 3. La presión de vapor disminuye del estado 2 al estado 3, por lo que la

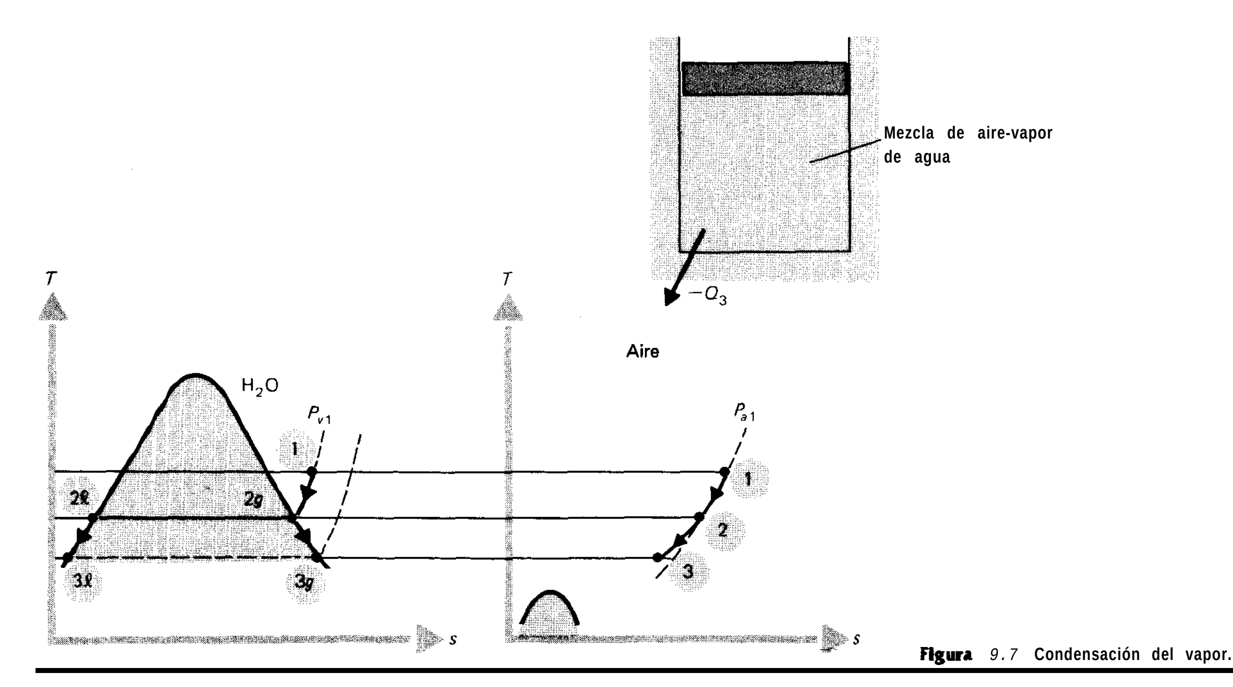


Figura 9.7 Condensación del vapor.

presión parcial de la fase gaseosa aumenta para mantener la presión total constante. La masa del aire es constante durante todo el proceso, al igual que la masa del **agua.** La primera ley para este proceso se escribe

$$U_3 - U_1 = {}_1Q_3 + {}_1W_3 \tag{9.58}$$

sustituyendo el trabajo a presión constante queda

$$U_3 - U_1 = {}_1Q_3 - P(V_3 - V_1) \tag{9.59}$$

La transferencia de calor está dada por

$${}_1Q_3 = H_3 - H_1 \tag{9.60}$$

Denotando explícitamente los componentes y las fases se obtiene

$${}_1Q_3 = m_a(h_{a,3} - h_{a,1}) + m_{l,3}h_{l,3} + m_{g,3}h_{g,3} - m_{v,1}h_{v,1} \tag{9.61}$$

La masa del agua es constante ($m_{v1} = m_{l,3} + m_{g,3}$), y al dividirla entre la masa de aire seco, **da**

$$\omega_1 = \frac{m_{l,3}}{m_a} + \omega_3 \tag{9.62}$$

Por lo tanto, **la** primera ley se escribe

$$\begin{aligned}\frac{{}_1Q_3}{m_a} &= h_{a,3} - h_{a,1} + (\omega_1 - \omega_3)h_{l,3} + \omega_3 h_{g,3} - \omega_1 h_{v,1} \\ &= h_{a,3} - h_{a,1} + \omega_1(h_{l,3} - h_{v,1}) + \omega_3 h_{lg,3}\end{aligned} \tag{9.63}$$

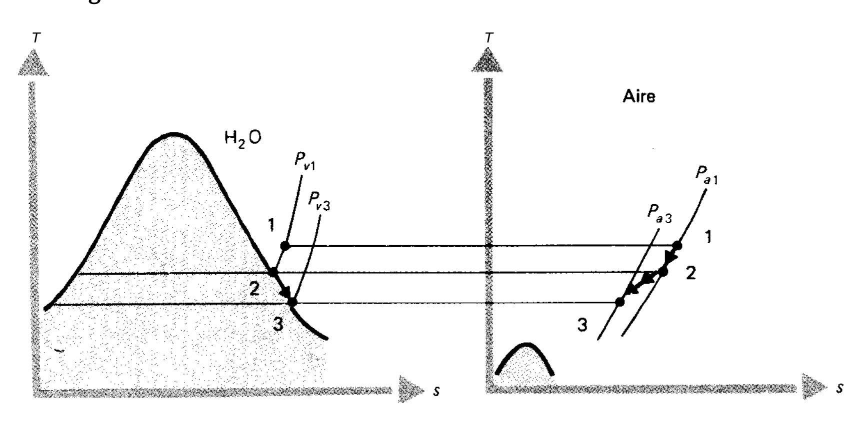
Cuando se le manipula para obtener una forma semejante a la ecuación (9.57), queda

$$\frac{{}_1Q_3}{m_a} = h_{a,3} + \omega_3 h_{g,3} - (h_{a,1} + \omega_1 h_{v,1}) + (\omega_1 - \omega_3) h_{l,3} \qquad (9.64)$$

Ejemplo 9.4

Una mezcla de aire-vapor de agua está inicialmente a 101.32 kPa, 30°C y ϕ = 90%. La mezcla se enfría a presión constante hasta 10°C. Grafique el proceso tanto para el aire como para el-agua, en diagramas *T-s* separados. También grafique la humedad específica y la humedad relativa en función de la temperatura del proceso. Evalúe la transferencia de calor por unidad de masa de aire seco para el proceso.

Diagramas

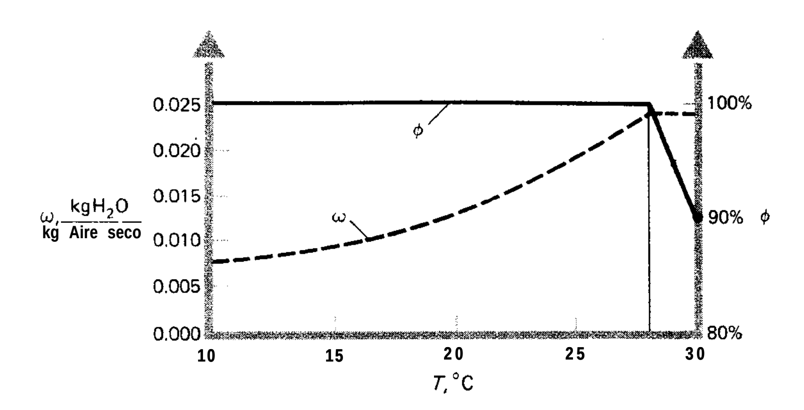


Solución

La presión total para este proceso es de 101.32 kPa. La humedad específica, la presión vapor y la presión parcial del aire se evalúan mediante las tablas D.8 y D.9, como en el ejemplo 9.3. A 30°C, la presión de saturación es P_g = 4.24 kPa, por lo que la presión del vapor resulta $P_v = \phi P_g$ = 3.82 kPa. La temperatura del punto de rocío a esta presión del vapor es T_r = 28.2°C. Se obtiene la tabla siguiente:

Estado	T, °C	ϕ	ω, $\frac{\text{kg H}_2\text{O}}{\text{kg Aire seco}}$	P_v, kPa	P_a, kPa
1	30.0	0.9	0.0244	3.82	97.50
2	28.2	1.0	0.0244	3.82	97.50
	25	1.0	0.020 1	3.17	98.15
	20	1.0	0.0147	2.34	98.98
	15	1.0	0.0107	1.71	99.6 1
3	10	1.0	0.0076	1.23	100.09

Los diagramas de los procesos ya se dieron y la gráfica (ϕ,ω) contra T se presenta a continuación:



La transferencia de calor se evalúa mediante la ecuación (9.63). Empleando $dh = c_p\, dT$ para el aire, se obtiene

$$\frac{{}_1Q_3}{m_a} = c_{P,a}(T_3 - T_1) + \omega_1(h_{l,3} - h_{v,1}) + \omega_3 h_{lg,3}$$

Con los valores numéricos de las tablas C.2 y D.8, queda

$$\frac{{}_1Q_3}{m_a} = 1.0052(-20) + 0.0244(42.0 - 2556.8) + 0.0076(2478.4)$$

$$= -62.6 \text{ kJ/kg aire} = -26.9 \text{ Btu/lbm aire}$$

El valor de la entalpía del vapor de agua a P_v = 3.82 kPa y T = 30°C, se toma como $h_{v1} = h_g$ (30°C) = 2556.8 kJ/kg, ya que el vapor de agua en este estado actúa como un gas ideal y $h = h$ (T únicamente)(véase la figura D. 1 o el diagrama de compresibilidad, figura C. 1).

Comentarios

La humedad específica no cambia mientras no ocurra la condensación. La condensación quita vapor de agua a la mezcla gas-vapor, por lo que la humedad específica disminuye. La humedad relativa ya no cambia una vez que la mezcla se vuelve saturada, puesto que ϕ sólo depende del estado del vapor de agua y no del estado del aire.

La transferencia de calor por unidad de masa de aire seco que reduce la temperatura de 30 a 20°C a partir del estado 1, se calcula igual que en el caso anterior

$$\frac{{}_{30}Q_{20}}{m_a} = 1.0052(-10) + 0.0244(83.9 - 2556.8) + 0.0147(2455.0)$$

$$= -34.3 \text{ kJ/kg aire} = -14.7 \text{ Btu/lbm aire}$$

La transferencia de calor por unidad de masa del aire seco para reducir la temperatura de 20 a 10°C es

$$\frac{{}_{20}Q_{10}}{m_a} = \frac{{}_{30}Q_{10}}{m_a} - \frac{{}_{30}Q_{20}}{m_a} = -28.3 \text{ kJ/kg aire} = -12.2 \text{ Btu/lbm aire}$$

De esta forma se obtiene la transferencia de calor requerida para las diferentes etapas del proceso.

Otro problema importante corresponde al proceso de flujo en estado estable, a presión constante, a través del sistema adiabático que se muestra en la figura 9.8. La mezcla aire-agua entra a T_1 y P_1 con una humedad específica ω_1 y sale del sistema a T_2. $P_2 = P_1$ y con una humedad específica ω_2. El aire fluye sobre el agua dentro del sistema; así, el agua se evapora y es llevada por el aire como una mezcla aire-vapor de agua. Se suministra agua líquida a T_2 para mantener el nivel del agua dentro del sistema.

La masa de aire que entra es igual a la que sale; lo mismo sucede con el agua. Despreciando los cambios de las energías cinética y potencial, la primera ley se escribe

$$\dot{m}_a h_{a,1} + \dot{m}_{v,1} h_{v,1} + \dot{m}_l h_{l,2} = \dot{m}_a h_{a,2} + \dot{m}_{v,2} h_{v,2} \qquad (9.65)$$

Dividiendo entre $\dot{m}_a$ se obtiene

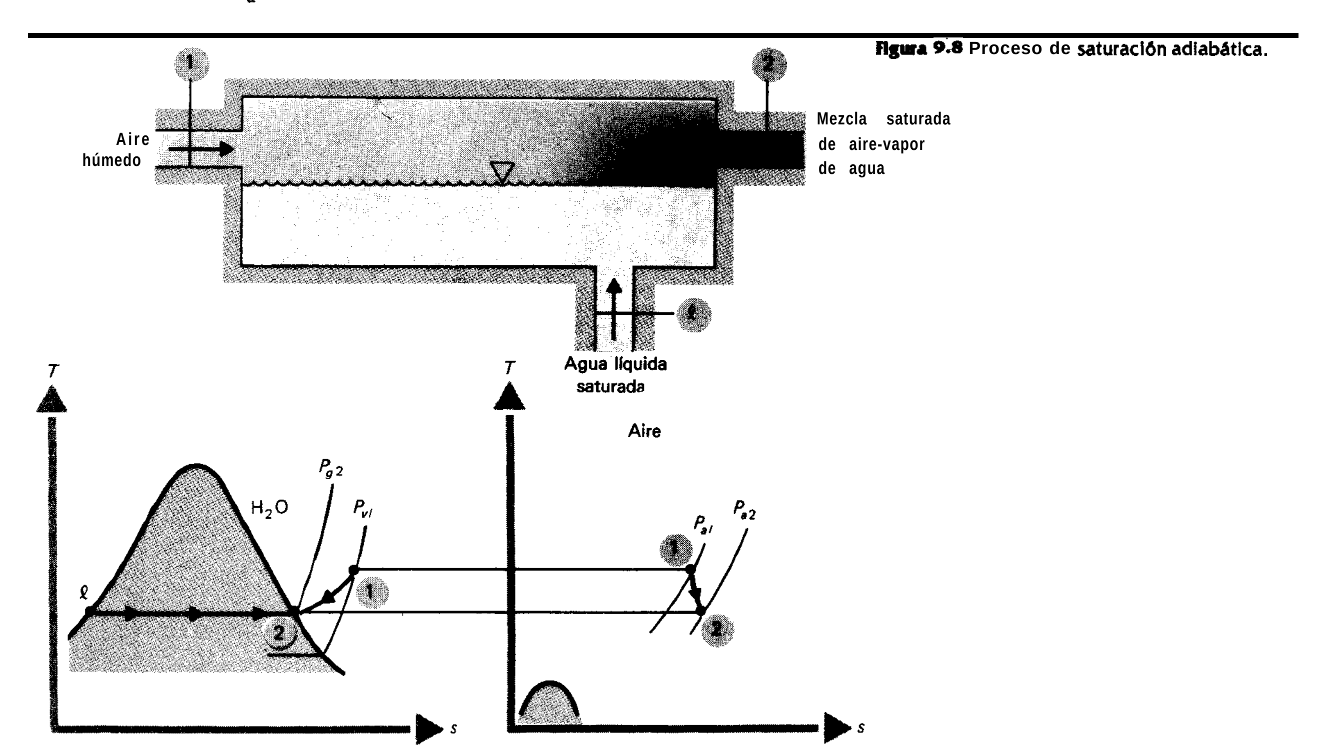


Figura 9.8 Proceso de saturación adiabática.

$$h_{a,1} + \omega_1 h_{v,1} + \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_a} h_{l,2} = h_{a,2} + \omega_2 h_{v,2} \tag{9.66}$$

La conservación de la masa para el agua da

$$\dot{m}_{v,1} + \dot{m}_l = \dot{m}_{v,2} \tag{9.67}$$

o

$$\omega_1 + \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_a} = \omega_2 \tag{9.68}$$

Por lo tanto, la primera ley queda

$$h_{a,1} + \omega_1 h_{v,1} + (\omega_2 - \omega_1) h_{l,2} = h_{a,2} + \omega_2 h_{v,2} \tag{9.69}$$

Si el sistema es lo suficientemente largo, entonces la mezcla sale saturada y la temperatura a la salida recibe el nombre de ***temperatura de saturación adiabática.*** La ecuación (9.69) se acomoda para dar la humedad específica a la entrada:

$$\omega_1 = \frac{h_{a,1} - h_{a,2} - \omega_2(h_{g,2} - h_{l,2})}{h_{l,2} - h_{v,1}} \tag{9.70}$$

Por consiguiente, conociendo la temperatura a la entrada y la temperatura de saturación adiabática en este proceso de saturación a presión constante, se calcula la humedad específica a la entrada. Este método permite determinar experimentalmente la humedad específica para una mezcla.

La temperatura de saturación adiabática obtenida a la salida del sistema precedente requiere que el estado de salida sea saturado; esto es difícil de lograr dado que el canal debería ser muy largo. El sistema de saturación adiabática se aproxima mediante un termómetro cuyo bulbo se ha cubierto con una mecha húmeda. La mezcla de humedad desconocida pasa por esta mecha húmeda y se obtiene un equilibrio en la transferencia de calor y en la transferencia de masa. La temperatura que se mide entonces recibe el nombre de ***temperatura de bulbo húmedo*** y su valor es aproximadamente igual al de la temperatura de saturación adiabática. Así pues, la temperatura de bulbo húmedo mide la concentración del agua en la mezcla, equivalente a la obtenida mediante la ecuación (9.70). Para distinguir entre la temperatura de bulbo húmedo y la temperatura de la mezcla medida con un termómetro estándar sin recubrimiento, se acostumbra llamar a la temperatura de la mezcla ***temperatura de bulbo seco.***

9.6 Carta psicrométrica

Las ecuaciones anteriores dan las medidas de la concentración y las propiedades para mezclas aire-vapor de agua; estas expresiones se emplean junto con las tablas de los apéndices para el aire y para el agua y se obtienen las soluciones requeridas por los sistemas aire-vapor de agua. Como estas mezclas ocurren frecuentemente, las cantidades se presentan en forma de diagramas, mismos que reciben el nombre de ***cartapsicrométrica.*** En la figura 9.9 se presenta una porción de las cartas psicrométricas de las figuras D.5 y E.5.

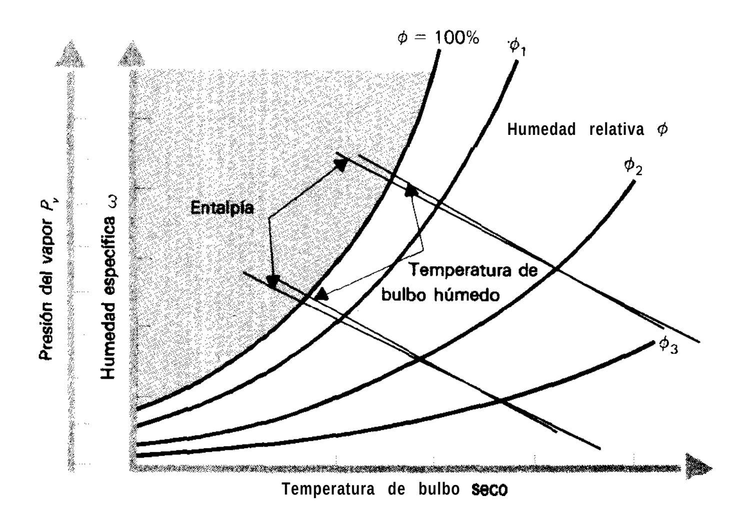


Figura 9.9 Carta psicrométrica.

El estado de una mezcla de aire-vapor de agua se determina mediante la presión, la temperatura y la concentración. La presión total para la carta es de 1 atm o 101.325 kPa o 14.69 psia (existen correcciones para otras presiones, pero no se estudiarán en este texto). Por lo tanto, si la presión tiene un solo valor, el estado se determina por la temperatura y la concentración. La medida de la concentración la da la humedad específica. En la figura 9.9 los dos ejes representan la temperatura de bulbo seco y la humedad específica, respectivamente. Como la ecuación (9.48) indica que la humedad específica sólo depende de la presión del vapor, esta última es una medida equivalente de la concentración.

La mezcla de aire-vapor de agua está limitada por la condición de mezcla saturada, la cual está dada por ϕ = 1 y tiene la apariencia básica del diagrama ***P-T*** para el agua pura (véase el capítulo 3). Los estados de la mezcla de aire-vapor de agua están por abajo de esa línea. Por arriba de dicha línea, el agua está en fase líquida. Como ϕ = 1 corresponde al estado saturado, la temperatura de bulbo seco en el estado saturado es también la temperatura de bulbo húmedo. Esta temperatura a ϕ = 1 corresponde asimismo a la temperatura del punto de rocio para la presión del vapor. Además se indican la entalpía y la temperatura de bulbo húmedo para los estados de la mezcla. Obsérvese que la entalpía se basa en la unidad de masa de aire seco, es decir, $(h_a + \omega h_v)_i$

La carta psicrométrica combina los diagramas de gas ideal con las tablas de vapor de agua. Los estados de referencia para cada componente son diferentes y, por lo general, esta combinación de propiedades con estados de referencia diferentes no es recomendable. En este caso es aceptable pues sólo se requieren las diferencias de las propiedades, lo cual se ha indicado *en* las ecuaciones (9.60) y (9.65).

Ahora el ejemplo 9.4 puede resolverse mediante la carta **psicrométrica.**

9.7 Aplicaciones

En esta sección se consideran algunos elementos básicos de sistemas que operan con mezclas multicomponentes de gas y vapor. La combinación de estos elementos se emplea para construir sistemas complejos con diferentes objetivos.

9.7.1 Transferencia de calor a ω constante

Una mezcla de aire-vapor de agua que transfiere calor, en tanto que las concentraciones de sus componentes permanecen constantes, corresponde al mismo proceso estudiado en la sección 9.4. En la figura 9.10 se presenta el diagrama para un flujo en estado estable, a la presión atmosférica. Puesto que el proceso se realiza a la presión atmosférica, se emplea la carta psicrométrica. El proceso se representa mediante una línea horizontal en la carta psicrométrica y la dirección del proceso depende de la dirección de la transferencia de calor. Se muestra un proceso de calentamiento, por lo que la entalpía aumenta en tanto que la humedad relativa disminuye. La presión del vapor y la presión parcial del aire también son constantes puesto que ω es constante. Estos procesos asimismo se exponen en la figura 9.10. Un proceso de enfriamiento se realiza en la dirección opuesta, por lo que la entalpía disminuye mientras que la humedad relativa aumenta. La primera ley aplicada al proceso del diagrama es

$$h_{a,1} + \omega_1 h_{v,1} + \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_a} = h_{a,2} + \omega_2 h_{v,2} \tag{9.71}$$

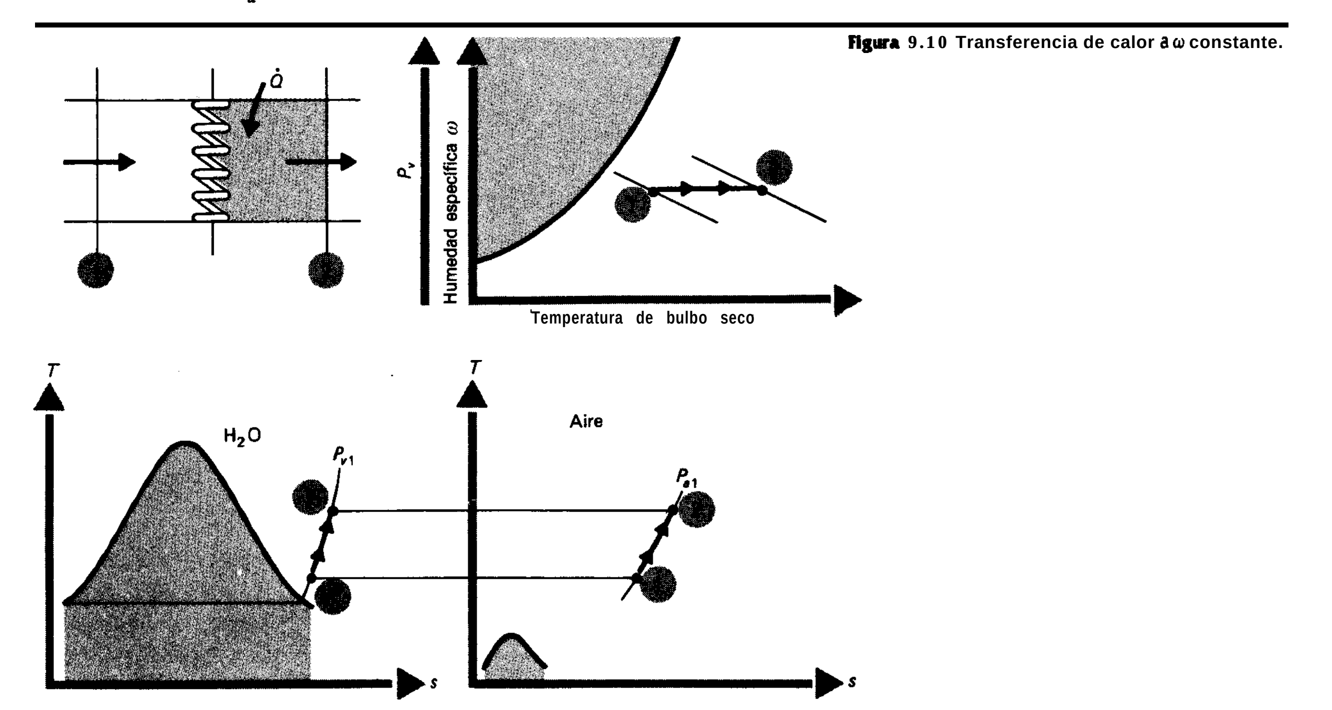


Figura 9.10 Transferencia de calor a ω constante.

9.7.2 Humidificación

Muchas aplicaciones requieren la adición de agua al aire. A este proceso se le llama *humidificación*. En la figura 9.11 se presenta un proceso de humidificación donde el agua se inyecta a la mezcla de aire-vapor de agua. La adición del agua incrementa la humedad específica. La carta psicrométrica indica valores mayores para ω en el estado de salida, pero la dirección del proceso (con respecto a la temperatura de bulbo seco) depende de la entalpía del agua que entra. Si el agua líquida entra a la temperatura de salida del aire y el proceso termina a $\phi = 1$, entonces el proceso corresponde al proceso de saturación adiabática estudiado en la sección 9.5.2. La ecuación (9.69) describe este proceso como

$$(h_a + \omega h_v)_1 + (\omega_2 - \omega_1)h_l = (h_a + \omega h_v)_2 \qquad (9.72)$$

Como $(\omega_2 - \omega_1) h_l$ es pequeño respecto a $(h_a + \omega h_v)$, este proceso se realiza esencialmente a $h_a + \omega h_v$ constante. Esta entalpía **sólo** es función de la temperatura de bulbo húmedo, por lo que el proceso sigue aproximadamente la línea de temperatura de bulbo húmedo constante. La menor temperatura de bulbo seco posible es la temperatura de saturación. Si se **añade** vapor de agua, en lugar de agua líquida, el proceso puede alcanzar en la salida una temperatura de bulbo seco superior, ya que h_l en la ecuación (9.72) corresponde ahora a $h_{v,3}$ cuyo valor puede ser grande. Este proceso también se muestra en la figura 9.11, terminando en el estado 2'.

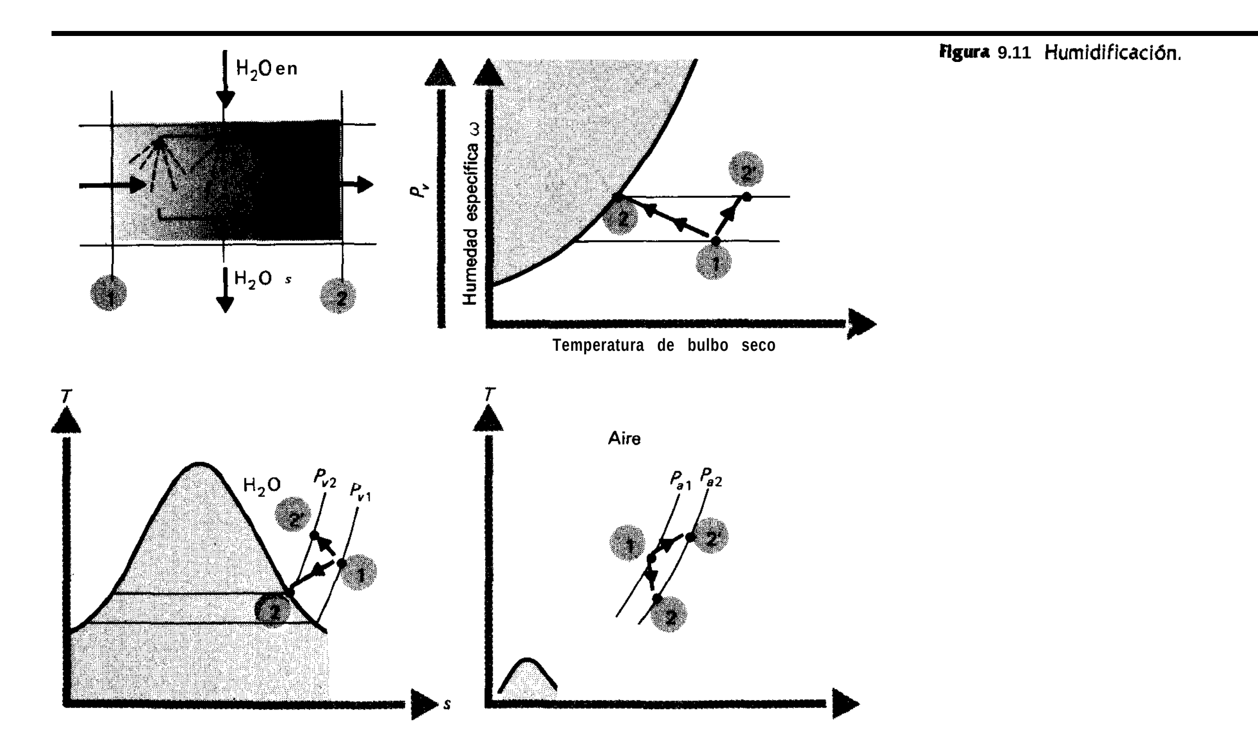


Figura 9.11 Humidificación.

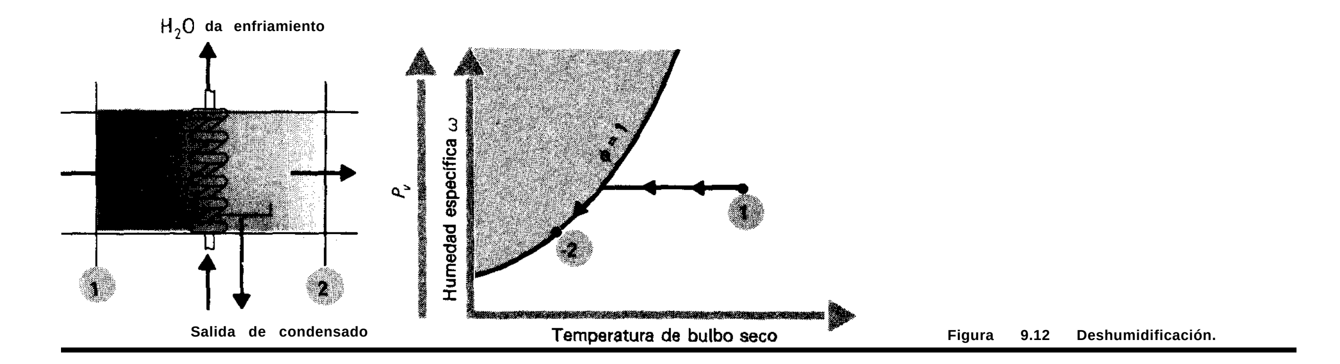


Figura 9.12 Deshumidificación.

9.7.3 Deshumidificación

El proceso de deshumidificación consiste en extraer agua de la mezcla. Para alcanzar este objetivo, el proceso empleado consiste en un enfriamiento a ω constante hasta el estado de saturación, seguido de una condensación del vapor de la mezcla. Este proceso se estudió en la sección 9.5 para una masa de control y se presenta en la figura 9.7. En una carta psicométrica, la mezcla realiza el proceso indicado en la figura 9.12.

9.7.4 Mezclado de corrientes de aire-vapor de agua

Una mezcla específica de aire-vapor de **agua** se puede obtener a partir de corrientes separadas que se mezclan para obtener el estado deseado a la salida. En la figura 9.13 se presenta el diagrama para un proceso adiabático con dos corrientes a la entrada y una sola a la salida. La conservación de la masa da

$$\dot{m}_{a,1} + \dot{m}_{a,2} = \dot{m}_{a,3} \tag{9.73}$$

Y

$$\dot{m}_{v,1} + \dot{m}_{v,2} = \dot{m}_{v,3} \tag{9.74}$$

0

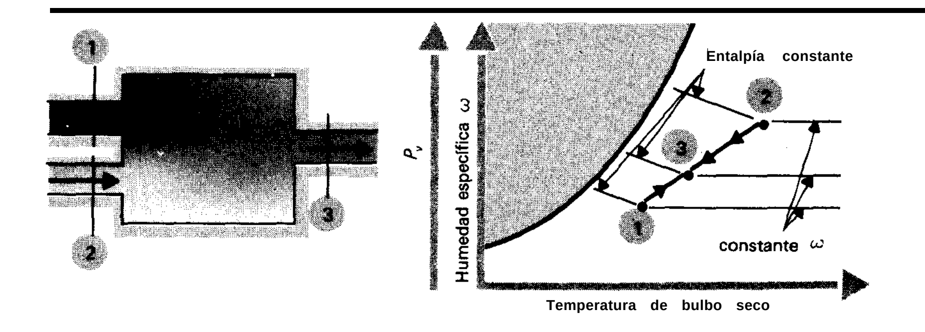


Figura 9.13 Mezclado de corrientes

$$\dot m_{a,1}\omega_1 + \dot m_{a,2}\omega_2 = \dot m_{a,3}\omega_3 \tag{9.75}$$

Este enunciado de la conservación de la masa conduce a

$$\frac{\dot m_{a,1}}{\dot m_{a,2}} = \frac{\omega_2 - \omega_3}{\omega_3 - \omega_1} \tag{9.76}$$

La primera ley se escribe

$$(\dot m_a h_a + \dot m_v h_v)_1 + (\dot m_a h_a + \dot m_v h_v)_2 = (\dot m_a h_a + \dot m_v h_v)_3 \tag{9.77}$$

Volviendo a escribir la primera ley para la unidad de masa de aire seco, se obtiene

$$\dot m_{a,1}(h_a + \omega h_v)_1 + \dot m_{a,2}(h_a + \omega h_v)_2 = \dot m_{a,3}(h_a + \omega h_v)_3 \tag{9.78}$$

Sustituyendo la ecuación (9.73) en la ecuación (9.78) queda

$$\frac{\dot m_{a,1}}{\dot m_{a,2}} = \frac{(h_a + \omega h_v)_2 - (h_a + \omega h_v)_3}{(h_a + \omega h_v)_3 - (h_a + \omega h_v)_1} \tag{9.79}$$

La combinación de las ecuaciones (9.76) y (9.79) da la siguiente relación:

$$\frac{\dot m_{a,1}}{\dot m_{a,2}} = \frac{\omega_2 - \omega_3}{\omega_3 - \omega_1} = \frac{(h_a + \omega h_v)_2 - (h_a + \omega h_v)_3}{(h_a + \omega h_v)_3 - (h_a + \omega h_v)_1} \tag{9.80}$$

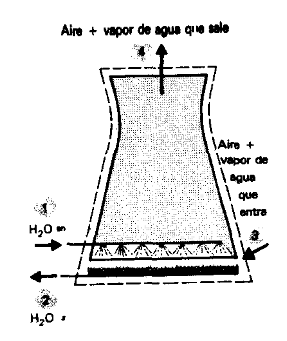
Por lo tanto, si en las entradas se fijan los estados y la rapidez de los flujos másicos, el estado a la salida queda especificado. La interpretación gráfica se muestra en la figura 9.13.

Ejemplo 9.5

Una aplicación importante que requiere el análisis de una mezcla multicomponente de gas y vapor es la torre de enfriamiento. El agua de enfriamiento que sale de una planta de potencia tiene con frecuencia una temperatura demasiado elevada para ser rechazada a un lago o a un río, por lo que la energía se disipa en la atmósfera mediante la evaporación del agua. Se agrega algo de agua al agua de enfriamiento, para compensar las pérdidas, antes de que el agua regrese a la planta de potencia.

El agua sale del condensador de la planta de potencia a 95°F y se desea enfriarla hasta 77°F. La rapidez del flujo másico de la corriente que sale de la planta y entra a la torre de enfriamiento es igual a 45000 lbm/s. La mezcla aire-vapor de agua entra a la torre de enfriamiento a 60°F, con una humedad relativa del 50% y sale a 85°F como aire saturado. Calcule el flujo másico del aire seco y el agua de compensación.

Diagrama



Solución

Este proceso es similar al proceso de humidificación estudiado antes, a excepción de que el resultado deseado es una reducción en la temperatura del agua de enfriamiento de la planta de potencia, en lugar de la humidificación del aire. Asimismo este caso particular tiene ϕ = 1 a la salida del aire, por lo que también resulta similar al proceso de saturación adiabática estudiado en la sección 9.5.2. La primera ley se escribe

$$\dot{m}_{a,3}h_{a,3} + \dot{m}_{v,3}h_{v,3} + \dot{m}_{l,1}h_{l,1} = \dot{m}_{a,4}h_{a,4} + \dot{m}_{v,4}h_{v,4} + \dot{m}_{l,2}h_{l,2}$$

Dividiendo entre $\dot{m}_{a,3} = \dot{m}_{a,4} = \dot{m}_a$ se obtiene

$$(h, + \omega h_v)_3 + \frac{\dot{m}_{l,1}}{\dot{m}_a} h_{l,1} = (h, + \omega h_v)_4 + \frac{\dot{m}_{l,2}}{\dot{m}_a} h_{,,}$$

La conservación de la masa para el agua da

$$\frac{\dot{m}_{l,2}}{\dot{m}_a} + \omega_4 = \frac{\dot{m}_{l,1}}{\dot{m}_a} + \omega_3$$

Esto se sustituye en la primera ley y queda

$$(h_a + \omega h_v)_3 + \frac{\dot{m}_{l,1}}{\dot{m}_a} h_{l,1} = (h_a + \omega h_v)_4 + \left(\frac{\dot{m}_{l,1}}{\dot{m}_a} + \omega_3 - \omega_4\right) h_{l,2}$$

o

$$\frac{\dot{m}_{l,1}}{\dot{m}_a} = \frac{(h_a + \omega h_v)_4 - (h_a + \omega h_v)_3 + (\omega_3 - \omega_4)h_{l,2}}{h_{l,1} - h_{l,2}}$$

Los valores se leen en la carta psicrométrica de la figura E.5 y en la tabla E.8, dando

$$\frac{ti,_{,1}}{\dot{m}_a} = \frac{49.4 - 20.4 + (0.0055 - 0.0264)(45.0)}{63.0 - 45.0} = 1\ 56$$

Por lo tanto, $\dot{m}_a = \dot{m}_{l,1}/1.56$ = 4500011.56 = 28000 lbm/s = 13100 kg/s.

El agua de compensación se encuentra mediante $\dot{m}_{l,1} - \dot{m}_{l,2}$. La conservación de la masa para el agua da

$$\frac{m_{l,1} - \dot{m}_{l,2}}{\dot{m}_a} = \omega_4 - \omega_3$$

o

$$m_{l,1} - m_{l,2} = \dot{m}_a(\omega_4 - \omega_3)$$

Por lo tanto, el agua de compensación resulta

$$m_{l,1} - \dot{m}_{l,2} = 28{,}800(0.0264 - 0.0055) = 602 \text{ lbm/s} = 273 \text{ kg/s}$$

Comentarios

La rapidez del flujo del agua de compensación es igual a 602/45000 = 0.0134, o sea 1.34% de la rapidez del flujo másico a la entrada. Es necesario suplir esta cantidad al agua de alimentación de la planta de potencia por las pérdidas que ha sufrido hacia la atmósfera que le rodea.

9.8 Mezclas reales

Cuando los componentes de la mezcla no pueden ser tratados como gases ideales, entonces las relaciones que gobiernan a las propiedades de las mezclas se vuelven más complejas.

9.8.1 Mezclas de gases reales

Una forma relativamente sencilla de tratar los gases que se encuentran a presiones o a temperaturas que los alejan del comportamiento idea1 es la siguiente. La ecuación (5.44) en base molar se escribe

$$d\bar{h} = T\,d\bar{s} + \bar{v}\,dP \tag{9.81}$$

donde se entiende que cada una de las propiedades se aplican a la mezcla. Sustituyendo ahora las relaciones para las propiedades extensivas específicas de la mezcla, Ti, $\bar{s}$ y $\bar{v}$ de las ecuaciones (9.30*b*), (9.30*c* y (9.20). se obtiene

$$d\left(\sum_i y_i\bar{h}_i\right) = T\,d\left(\sum_i y_i\bar{s}_i\right) + \left(\sum_i y_i\bar{v}_i\right) dP \tag{9.82}$$

Esta sustitución considera implícitamente que las leyes de Gibbs-Dalton y **Amagat**-Leduc se aplican a las mezclas de gases reales, lo que naturalmente sólo es una aproximación.

Ahora se vuelve a acomodar la ecuación (9.82) para dar

$$\sum y_i(d\bar{h}_i - T\,d\bar{s}_i - \bar{v}_i\,dP) = 0 \tag{9.83}$$

Puesto que y_i es independiente de $\bar{h}_i$, $\bar{s}_i$ y $\bar{v}_i$ (es decir, la mezcla puede tener cualquier concentración de los componentes independientemente de las propiedades extensivas específicas de los componentes), la ecuación (9.83) sólo es satisfecha si el término entre paréntesis para cada término de la serie es cero, lo cual equivale a

$$d\bar{h}_i = T\,d\bar{s}_i + \bar{v}_i\,dP \tag{9.84}$$

Ahora es posible desarrollar los diagramas de las propiedades reducidas para cada componente de la mezcla mediante la ecuación (9.84) y el método descrito en la sección 8.3.2. Sin embargo, debe observar se que la temperatura y la presión en la ecuación (9.84) son la presión ***total*** y la temperatura de la ***mezcla*** y no la presión del componente (parcial). Gracias a estas observaciones, se cuenta con los diagramas de las propiedades reducidas que pueden emplearse para determinar las propiedades de los componentes de una mezcla ***a condición*** de que sean empleadas la temperatura de la mezcla y la presión total de la mezcla para encontrar las propiedades reducidas; es decir, $P_{r\,i} = P_{tot}/P_{cr,i}$ y $T_{r,i} = T/T_{cr\,i}$ para cada componente de la mezcla. Las propiedades de la mezcla se calculan empleando las relaciones de Gibbs-Dalton [ecuaciones (9.29) a (9.31)] o sus expansiones, ecuaciones (9.32). Sin embargo, si se emplean las ecuaciones (9.32) implícitamente se están evaluando las propiedades de los componentes mediante P_{tot} en lugar de P_i como queda sobreentendido por la notación.

Este método para determinar las propiedades de una mezcla real no es exacto, puesto que al definir las propiedades de la mezcla se ha involucrado el uso de propiedades de gases reales y de relaciones para mezclas de gases ideales. Naturalmente que los resultados son más precisos que si solo se emplean las relaciones de ***gas*** ideal.

9.8.2 Regla de Kays

Otra opción algo más simple para determinar las propiedades de mezclas reales consiste en definir ***primero*** la temperatura y la presión reducidas de la mezcla y ***después*** emplear los diagramas de propiedades reducidas para encontrar las propiedades de la mezcla, en lugar de las propiedades de los componentes. W. B. Kays sugirió definir las propiedades ***pseudocríticas*** para una mezcla mediante las relaciones

$$T_{cr} = \sum_i y_i T_{cr,\,i}$$

$$P_{cr} = \sum y_i P_{cr,\,i} \qquad (9.85)$$

En esta forma, los valores de z y de la desviación de la entalpía y de la entropía para la mezcla se encuentran directamente mediante los diagramas de las propiedades reducidas, empleando $P_r = P/P_{cr}$ y $T_r = T/T_{cr}$ como para cualquier gas.

9.8.3 Ecuaciones de estado

Resultaría bastante útil contar con una ecuación de estado precisa para la mezcla de gases. Por ejemplo, la ecuación de Benedict-Webb-Rubin [ecuación (3.29)] se aplica a un amplio número de hidrocarburos. Sin embargo, muchas veces en la práctica está presente una mezcla de hidrocarbonos pero no se tienen los coeficientes de la ecuación. ¿Existe alguna forma de combinar los coeficientes de los componentes de la mezcla para dar un coeficiente promedio tal que permita la aplicación de la ecuación? A pesar de que se ha dedicado un trabajo considerable a este tema, aún no se dispone de un método completamente satisfactorio.

Ya antes se vio que es factible modificar la ecuación de estado de los gases ideales para emplearse en las mezclas y que, en tanto éstas esten dentro de la región del comportamiento de gas ideal, la ecuación funciona bien. Algunas extensiones pueden lograrse con la ecuación de van der Waals [ecuación (3.26)]. Al utilizar la ecuación general, es necesario calcular las constantes a y b [ecuaciones (3.27) y (3.28)] para las mezclas:

$$a = \left[\sum_i y_i (a_i)^{1/2}\right]^2 \qquad (9.86a)$$

$$b = \sum y_i b_i \qquad (9.86b)$$

El empleo de la ecuación de Benedict-Webb-Rubin para mezclas resulta mucho más complejo y es estudiado por Kyle [1].

9.9 Relaciones generales de las mezclas

Hasta este momento el estudio se ha limitado a gases y a relaciones simplificadas para el cálculo de las propiedades de una mezcla de gases. Los métodos hasta aquí presentados se aplican a una amplia variedad de problemas en ingeniería, incluyen-

do el diseño de acondicionamiento de aire y el análisis de los productos de combustión. Sin embargo, en algunos casos, estas relaciones desarrolladas no son aplicables. En particular, las relaciones aproximadas tal vez no sean bastante precisas en los **cálculos** requeridos para gases reales o, más generalmente, cuando uno o más de los componentes de la mezcla son líquidos o sólidos. En esta sección se van a desarrollar las relaciones para las mezclas en general y a mostrar las aplicaciones para unos pocos problemas de interés en ingeniería.

9.9.1 Propiedades **molares parciales**

En general, cualquier propiedad extensiva de una mezcla Z se puede expresar en función de dos propiedades intensivas, T y P, y del número de moles de los componentes individuales, n_A, n_B, n_C..., como

$$Z = Z(T, P, n_A, n_B, n_C, \ldots) \tag{9.87}$$

Una expansión de la ecuación (1.15) a más de dos variables independientes da

$$dZ = \left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_{P, n_A, n_B, \ldots} dT + \left(\frac{\partial Z}{\partial P}\right)_{T, n_A, n_B, \ldots} dP + \left(\frac{\partial Z}{\partial n_A}\right)_{T, P, n_B, n_C \ldots} dn_A + \left(\frac{\partial Z}{\partial n_B}\right)_{T, P, n_A, n_C \ldots} dn_B + \cdots \tag{9.88}$$

Ahora se definen las propiedades

$$\bar{Z}_A = \bar{Z}_{T, P, n_B, n_C \ldots} = \left(\frac{\partial Z}{\partial n_A}\right)_{T, P, n_B, n_C \ldots}$$

$$\bar{Z}_B = \bar{Z}_{T, P, n_A, n_C \ldots} = \left(\frac{\partial Z}{\partial n_B}\right)_{T, P, n_A, n_C \ldots} \tag{9.89}$$

$\bar{Z}_C$ = etc.

como las ***propiedades molaresparciales.*** Obsérvese el empleo de las letras mayúsculas coronadas de una barra para denotar las propiedades molares parciales. Este es el único empleo de esta combinación en la notación y, generalmente, difiere de las letras minúsculas coronadas con una barra, que denotan cantidades intensivas molares.

En el caso de temperatura y presión constantes, la ecuación (9.88) se integra y da

$$\begin{aligned} Z_{T, P} &= \bar{Z}_{T, P, n_B, n_C, \ldots} n_A + \bar{Z}_{T, P, n_A, n_C, \ldots} n_B + \cdots \\ &= \bar{Z}_A n_A + \bar{Z}_B n_B + \cdots \end{aligned} \tag{9.90}$$

Si ahora se relaciona la ecuación (9.90) con lo que se sabe acerca de las mezclas; en el caso del volumen de una mezcla gaseosa compuesta por dos gases, se obtiene

$$V_{T, P} = \bar{V}_{T, P, n_B} n_A + \bar{V}_{T, P, n_A} n_B \tag{9.91}$$

Para un gas ideal, $\bar{V}_{T,P} = (\partial V / \partial n)_{T,P} = \bar{v}$ y la ecuación (9.91) queda

$$V_{T, P} = \bar{v}_A n_A + \bar{v}_B n_B \tag{9.92}$$

tal como se encuentra por la ley de Amagat-Leduc.

Ahora se emplea la curva general de las mezclas para una mezcla **multicomponente** general (Fig. 9.2) para demostrar cómo las propiedades molares parciales se calculan a partir de los datos experimentales. En una mezcla de dos componentes, la figura 9.14 muestra el volumen por mol de la mezcla contra la relación de las fracciones molares que se obtienen experimentalmente. Para tal curva, T y P se mantienen constantes.

En esta figura, los volúmenes molares parciales de cada componente se encuentran gráficamente, a cualquier composición, en la siguiente forma: A una composición dada de la mezcla (punto c), se dibuja una tangente a la curva de composición y se prolonga hasta cortar los ejes $y_B = 0$ y $y_B = 1$. En $y_B = 0$ (punto d), se lee el valor de $\overline{V}_A$, el volumen molar parcial del componente A; y para el eje $y_B = 1$ (punto e), se lee el volumen molar parcial del componente B, o sea $\overline{V}_B$. Es claro que estos puntos terminales de la línea tangente son los volúmenes molares parciales dados por las definiciones de las propiedades molares parciales. Obsérvese que

$$V_c = (n_A + n_B)\bar{v}_c \tag{9.93}$$

y de las ecuaciones (9.89) y (9.93), a la composición de la mezcla en el punto c,

$$\overline{V}_A = \left(\frac{\partial V}{\partial n_A}\right)_{T,\,P,\,n_B} = \bar{v}_c + (n_A + n_B)\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial n_A}\right)_{T,\,P,\,n_B} \tag{9.94}$$

Como $y_A = n_A/(n_A + n_B)$, se sigue que $dy_A = dn_A/(n_A + n_B)^2$, o

$$\frac{dy_A}{1 - y_A} = \frac{dn_A}{n_A + n_B} \tag{9.95}$$

Por lo tanto, la ecuación (9.94) se escribe

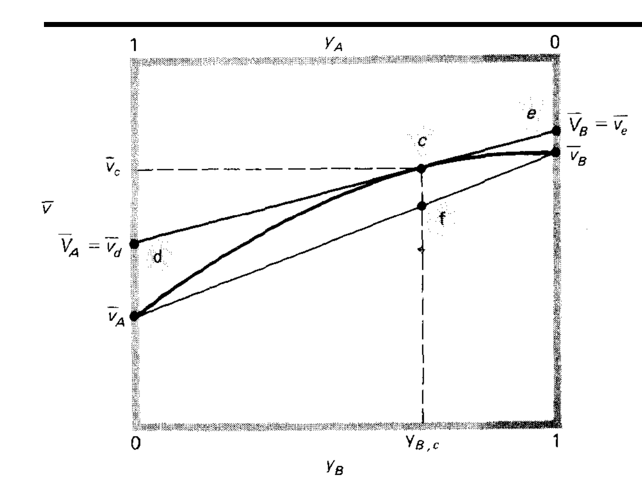


Figura 9.14 Volúmenes de mezclas reales.

$$\overline{V}_A = \bar{v}_c + (1 - y_A)\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y_A}\right)_{T,P,n_B}$$
$$= \bar{v}_c + (1 - y_A)\frac{\bar{v}_c - \bar{v}_d}{y_A - 1} = \bar{v}_d \qquad (9.96)$$

así se ve que el volumen molar parcial del gas A en el punto c es realmente igual a $\bar{v}_d$, el volumen específico molar en la intersección de la tangente cuando $\bar{y}_B = 0$.

Todas las relaciones de la mezcla pueden expresarse en términos de las propiedades molares parciales. Por ejemplo, la definición de la energía interna de la mezcla es

$$U = H - PV \qquad (9.97)$$

Manteniendo constantes T, P y todas las cantidades molares n_i excepto n_A, la derivada total de la ecuación (9.97) resulta simplemente

$$\left(\frac{\partial U}{\partial n_A}\right)_{T,P,n_i} = \left(\frac{\partial H}{\partial n_A}\right)_{T,P,n_i} - P\left(\frac{\partial V}{\partial n_A}\right)_{T,P,n_i} \qquad (9.98)$$

o

$$\overline{U}_A = \overline{H}_A - P\overline{V}_A \qquad (9.99)$$

En esta forma es posible desarrollar todas las propiedades molares parciales de la mezcla a partir de un conjunto mínimo de datos ***P-v-Ta*** las concentraciones dadas, mediante los métodos del capítulo 8, que proporcionan toda la información a partir de una ecuación fundamental dada.

9.9.2 Cambio en las propiedades durante el mezclado

Para una mezcla de materiales reales, en general, el volumen de la mezcla difiere de la suma de los volúmenes de los componentes. Restringiendo la atención a una mezcla de dos componentes que se mezclan a temperatura y presión constantes, la diferencia entre el volumen de la mezcla y el volumen de los componentes es

$$\Delta V = (n_A + n_B)\bar{v} - n_A\bar{v}_A - n_B\bar{v}_B = V - n_A\bar{v}_A - n_B\bar{v}_B \qquad (9.100)$$

Mediante la ecuación (9.91), esta relación queda

$$\Delta V = \overline{V}_A n_A + \overline{V}_B n_B - n_A\bar{v}_A - n_B\bar{v}_B$$
$$= n_A(\overline{V}_A - \bar{v}_A) + n_B(\overline{V}_B - \bar{v}_B) \qquad (9.101)$$

Se observa que el cambio del volumen en el mezclado se debe a la diferencia entre el volumen molar parcial de los componentes cuando se mezclan respecto a su volumen molar parcial cuando no están mezclados. Esta diferencia está dada por $\Delta\bar{v} = \bar{v}_c - v_f$ en la figura 9.14.

En forma similar se encuentran los cambios de las otras propiedades debidos al mezclado. Obsérvese que para un gas ideal, los volúmenes molares parciales **están** dados por la ecuación (9.92) y que su sustitución en la ecuación (9.101) revela que $\Delta V = 0$, como lo predice la ley de Amagat. Es posible definir una ***solución ideal*** como aquélla donde el volumen molar es igual a la suma de los volúmenes molares

parciales de cada componente, de tal forma que el cambio del volumen durante un proceso de mezclado a temperatura y presión constantes es cero. Resulta obvio que un gas ideal es un ejemplo de una solución ideal. Las soluciones ideales ofrecen una simplificación considerable en el tratamiento de las propiedades de los sistemas multicomponentes con equilibrio vapor-líquido, como se verá en el capítulo ll.

9.10 Resumen

En este capítulo se presentó un análisis termodinámico de sistemas multicomponentes. Se dieron las definiciones y las relaciones generales para los sistemas compuestos por más de un componente. Debe observarse que gran parte del análisis y de las propiedades correspondieron a gases ideales, donde los componentes se consideraron compuestos por moléculas independientes. Esta independencia característica de un gas ideal permite la combinación de las propiedades de los componentes individuales para obtener las propiedades de la mezcla. Los componentes individuales se tratan como independientes a la temperatura de la mezcla y a la presión parcial del componente.

Cuando existe un componente en un estado cercano al estado de saturación de dicho componente, es posible un cambio de fase. En la sección 9.5 se estudian las mezclas de gas y vapor, en tanto que en la sección 9.6 se presenta la carta psicrométrica, que se aplica alas mezclas de aire y vapor de agua. En la sección 9.7 se presentan algunas aplicaciones que involucran a las mezclas aire-vapor de agua y se muestra el uso de la carta psicrométrica. Asimismo, en esta sección se construyen los diagramas de los procesos para los componentes individuales (aire y agua). Las relaciones generales de la sección 9.5 para mezclas de gases ideales y vapor también son válidas para otras mezclas que difieren de las de aire y vapor de agua; por ejemplo, los gases que salen de una planta de potencia contienen los productos de combustión (hidrocarburos, CO,, H_2O, N,, etc.) que pueden analizarse mediante dichas relaciones. El vapor de agua de esta mezcla es capaz de condensarse y presentar problemas de corrosión que deben evitarse. Es factible construir los diagramas de los procesos para cada componente como en la sección 9.7. (La carta psicrométrica no puede emplearse puesto que sólo es aplicable a las mezclas de aire-vapor de agua.)

Las mezclas se tratan en forma aproximada mediante las relaciones de las mezclas ideales con propiedades modificadas. Si bien los resultados no son precisos para todos los casos, las relaciones resultan útiles. Se presentan las relaciones para mezclas generales, las cuales requieren las propiedades molares parciales.

Problemas

9.1s Se mezclan metano y oxígeno con una relación de volúmenes de 1:5. La presión total de la mezcla es igual a 100 kPa. Encuentre lo siguiente:

a) La fracción molar del metano en la mezcla.
b) La fracción másica del metano en la mezcla.

c) La masa promedio de la mezcla.
d) La presión parcial del metano.
e) La constante aparente de los gases para la mezcla.
f) El volumen de 1 kmol de mezcla a 300 K.

9.11 Se mezclan metano y oxígeno con una relación de volúmenes de 1:5. La presión total de la mezcla es igual a 14.7 psia. Encuentre lo siguiente:
a) La fracción molar del metano en la mezcla.
b) La fracción másica del metano en la mezcla.
c) La masa molecular promedio de la mezcla.
d) La presión parcial del metano.
e) La constante aparente de los gases para la mezcla.
f) El volumen de 1 kmol de mezcla a 500°R.

9.2S Para la mezcla del problema 9.1 a 300 K, encuentre
a) la energía interna específica *u* de la mezcla en kJ/kg y kJ/kmol; *b*) la entropía específica de la mezcla en kJ/(kg . K) y kJ/(kmol · K). Considere T_{ref} = 1 K.

9.21 Para la mezcla del problema 9.1 a 500°R, encuentre
a) la energía interna específica *u* de la mezcla en Btu/lbm y Btu/lbmol; *b*) la entropía específica de la mezcla en Btu/(lbm . °R) y Btu/(lbmol . °R). Considere T_{ref} = 1°R.

9.3s Una corriente de argón que fluye a razón de 1 .O kg/h a 27°C y 1 atm se mezcla adiabáticamente con 0.5 kg/h de CO, a 1 atm y 300°C.
a) ¿Cuál es la temperatura final de la mezcla?
b) Encuentre la rapidez con que se genera la entropía durante el proceso.
c) Calcule la entropía de la mezcla final.

9.31 Una corriente de argón que fluye a razón de 1 .O lbm/h a 80°F y 1 atm se mezcla adiabáticamente con 0.5 lbm/h de CO, a 1 atm y 550°F.
a) ¿Cuál es la temperatura final de la mezcla?
b) Encuentre la rapidez con que se genera la entropía durante el proceso.
c) Calcule la entropía de la mezcla final.

9.4s En un reactor continuo se desea separar adiabáticamente el aire (21% 0, en volumen) en oxígeno y nitrógeno puros, mediante un proceso de separación a 1 atm y 80°F.
a) ¿Cuál es el cambio de la entropía para el proceso?
b) ¿Cuál es el trabajo reversible requerido si los alrededores se encuentran a 27°C?

9.41 En un reactor continuo se desea separar adiabáticamente el

aire (21 % 0, y 79% N_2 en volumen) en oxígeno y nitrógeno puros, mediante un proceso de **separación** a 1 atm y **80°F.**

a) **¿Cuál** es el cambio de la entropía para el proceso?

b) **¿Cuál** es el trabajo reversible requerido si los alrededores se encuentran a **80°F?**

9.5S Los gases que salen de una caldera de gas natural tienen la siguiente composición:

Componente	Porcentaje del volumen
CO_2	8.7
H_2O	16.0
N_2	72.1
O_2	3.2
	100.0

¿A qué temperatura tiene lugar la condensacĩon del agua, si los gases de chimenea están a la presión total de 1 atm?

9.51 Los gases que salen de una caldera de gas natural tienen la siguiente composición:

Componente	**Porcentaje del volumen**
CO,	8.7
H_2O	16.0
N_2	72.1
O_2	3.2
	100.0

¿A qué temperatura tiene lugar la condensación del agua, si los gases de chimenea están a la presión total de 1 atm?

9.6 **¿Cuál** es el valor de ***h*** para la mezcla gaseosa del problema 9.5, cuando está saturada con vapor de agua?

9.7s Si los gases de chimenea del problema 9.5 **están** inicialmente a **600°C, ¿cuánto** calor se ha transferido antes de que se presente la **condensación** del vapor de agua?

9.71 Si los gases de chimenea del problema 9.5 están inicialmente a 1 **100°F, ¿cuánto** calor se ha transferido antes de que se presente la condensación del vapor de agua?

9.8S Los productos de una turbina de gas están a **540°C** y tienen la siguiente composición (en **peso):O_2, 17%; H_2O,** 4%; N,, 79%. Estos productos se mezclan con aire **(25°C,** 1 atm) y la mezcla gaseosa resultante se emplea como aire de combustión en un horno que quema gas natural. La combustión del aire

tiene lugar a T = 375°C al llegara la entrada del horno. Véase la figura P9.8.

a) ¿Cuánto aire debe agregarse (kilogramos de aire por kilogramo de gas de escape de la turbina)?

b) ¿Cuál es el valor de *h* para la mezcla que entra al horno?

c) ¿Cuánta energía se ahorra mediante este sistema respecto a un sistema opcional que emplea un combustible para precalentar a 375°C el 100% del aire ambiente que va al horno? (Exprese su respuesta en términos de energía ahorrada por kilogramo de 0, que entra al horno.)

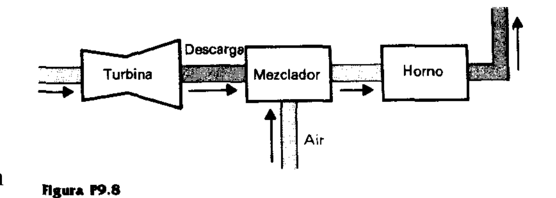


Figura P9.8

9.81 Los productos de una turbina de gas están a 1000°F y tienen la siguiente composición (en peso): O_2,17%; H_2O, 4%; N,, 79%. Estos productos se mezclan con aire (77°F, 1 atm) y la mezcla gaseosa resultante se emplea como aire de combustión en un horno que quema gas natural. La combustión del aire tiene lugar a T = 700°F al llegar a la entrada del horno. Véase la figura P9.8.

a) ¿Cuánto aire debe agregarse (libras masa de aire por libra masa de gas de escape de la turbina)?

b) ¿Cuál es el valor de *h* para la mezcla que entra al horno?

c) ¿Cuánta energía se ahorra mediante este sistema respecto a un sistema opcional que emplea un combustible para precalentar a 700°F el 100% del aire ambiente que va al horno? (Exprese su respuesta en términos de energía ahorrada por libra masa de 0, que entra al horno.)

9.9s El aire a 30°C y 1 atm tiene una humedad relativa del 60%. Encuentre *a*) el punto de rocío del aire húmedo, *b*) la humedad específica del aire húmedo y c) la entalpía del aire húmedo.

9.91 El aire a 90°F y 1 atm tiene una humedad relativa del 60%. Encuentre a) el punto de rocío del aire húmedo, *b*) la la humedad específica del aire húmedo y *c*) la entalpía del aire húmedo.

9.10S Una corriente de aire a 1 atm, 20°C y una humedad relativa del 80%, tiene una rapidez de flujo másico igual a 0.05 kg/s. Una segunda corriente de aire a 1 atm, 35°C y una humedad relativa del 40%, se mezcla adiabáticamente con la primera corriente para dar una corriente mezclada a la temperatura de 30°C.

a) ¿Cuál es la rapidez de flujo másico requerida en la segunda corriente?

b) ¿Cuál es la humedad relativa de la corriente mezclada?

9.101 Una corriente de aire a 1 atm, 60°F y una humedad relativa del 80%, tiene una rapidez de flujo másico igual a 0.1 lbm/s. Una segunda corriente de aire a 1 atm, 95°F y una humedad

relativa del 40%, se mezcla adiabaticamente con la primera corriente para dar una corriente mezclada a la temperatura de 70°F.

a) ¿Cuál es la rapidez de flujo másico requerida en la segunda corriente?

b) ¿Cuál es la humedad relativa de la corriente mezclada?

9.11s Un aire desértico, a 33°C con 10% de humedad relativa, pasa por un ***enfriador de inmersión,*** que es un aparato donde se pone en contacto el aire seco con una superficie húmeda. El **agua** en dicho enfriador se evapora hasta que el aire desértico se satura con vapor de agua. Se supone que el enfriador opera adiabáticamente y que el agua en el enfriador se encuentra a la temperatura a que el aire sale del enfriador. ¿Cuál es la temperatura del aire saturado que deja el enfriador?

9.111 Un aire desértico, a 90°F con 10% de humedad relativa, pasa por un ***enfriador de inmersión,*** que es un aparato donde se pone en contacto el aire seco con una superficie húmeda. El **agua** en dicho enfriador se evapora hasta que el aire desértico se satura con vapor de agua. Se supone que el enfriador opera adiabaticamente y que el agua en el enfriador se encuentra a la temperatura con que sale el aire de dicho enfriador. ¿Cuál es la temperatura del aire saturado que deja el enfriador?

9.12s Si entran 0.01 kg/s de aire desértico en el enfriador por inmersión del problema 9.11, ¿cuánta agua de compensación debe agregarse a dicho enfriador?

9.121 Si entran 0.02 lbm/s de aire desértico en el enfriador por inmersión del problema 9. ll, ¿cuánta agua de compensación debe agregarse a dicho enfriador?

9.13s Aire a 1 atm, 30°C y 80% de humedad relativa, pasa por el serpentin frío del evaporador de un acondicionador de aire. El aire sale del serpentin a 18°C. La rapidez de flujo másico del aire húmedo es igual a 0.02 kg/s. ¿Cuánta agua se condensa?

9.131 Aire a 1 atm, 85°F y 80% de humedad relativa, pasa por el

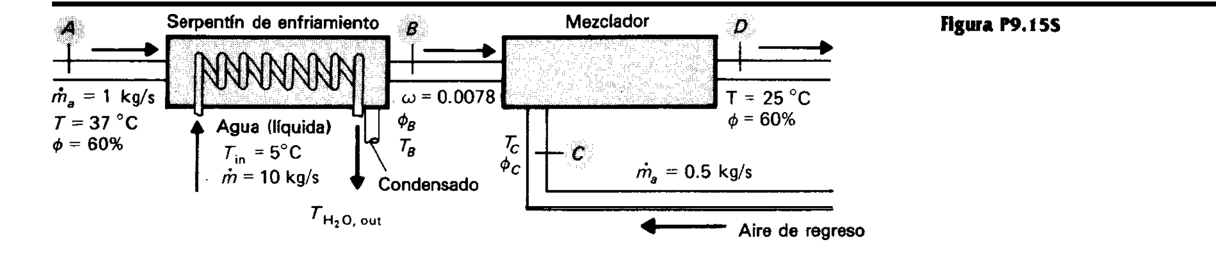


Figura P9.15S

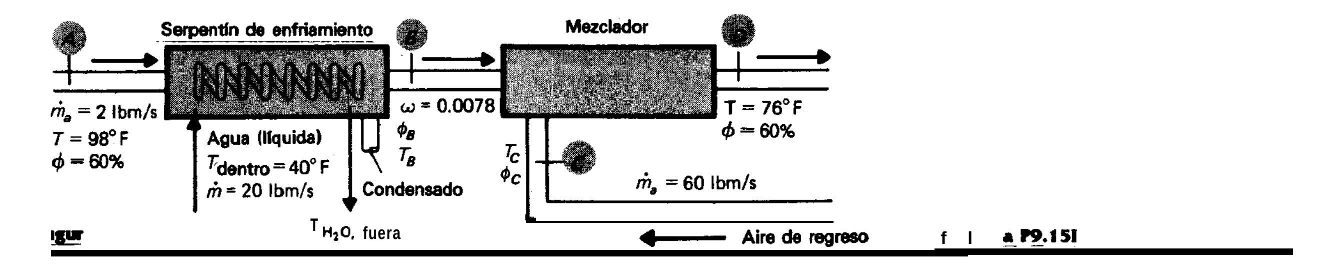


Figura P9.15I

serpentín frío del evaporador de un acondicionador de aire. El aire sale del serpentín a 65°F. La rapidez de flujo másico del aire húmedo es igual a 0.04 lbm/s. ¿Cuánta agua se condensa?

9.14 ¿Cuál es la rapidez de transferencia de calor del aire en el problema 9.13?

9.15S La figura P9.15S muestra un diagrama de cómo trabaja un sistema de acondicionamiento de aire. Encuentre *a*) T_B, *b*) ϕ_B, *c*) T_C, *d*) ϕ_c y *e*) $T_{H_2O,S}$.

9.15I La figura P9.15I muestra un diagrama de cómo trabaja un sistema de acondicionamiento de aire. Encuentre *a*) T_B, *b*) ϕ_B, *c*) T_C, *d*) ϕ_C, y *e*) $T_{H_2O,S}$.

9.16S El aire exterior, a 35°C y ϕ = 65%, se enfría a 20°C antes de mezclarse con aire recirculado a 25°C y ϕ = 50%. El aire recirculado se mezcla con el aire exterior en una relación de 1: 3 en base a la masa de aire seco. ¿Cuál es la humedad específica del aire mezclado que resulta? Esquematice el proceso en una carta psicrométrica.

9.16I El aire exterior, a 95°F y ϕ = 65%, se enfría a 65°F antes de mezclarse con aire recirculado a 70°F y ϕ = 50%. El aire recirculado se mezcla con el aire exterior en una relación de 1:3 en base a la masa de aire seco. ¿Cuál es la humedad específica del aire mezclado que resulta? Esquematice el proceso en una carta psicrométrica.

9.17S Un sistema de acondicionamiento de aire viejo e ineficiente, que se empleaba en los edificios comerciales cuando la ener-

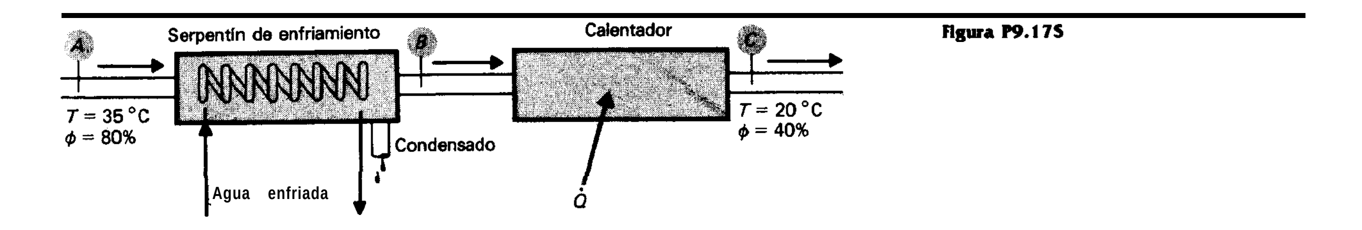


Figura P9.17S

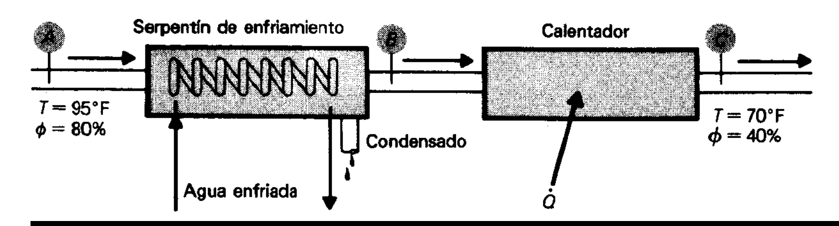


Figura P9.17I

gía era muy barata, funcionaba en la forma siguiente: Aire exterior (caliente o frío, seco o húmedo) pasaba por un serpentín de enfriamiento para condensar el vapor de agua y controlar así la humedad. Entonces el aire se calentaba para elevar su temperatura hasta condiciones confortables. Las condiciones se muestran en la figura P9.17S.

a) Calcule la transferencia de calor en el calentador.

b) ¿Cuál es el calor transferido en el serpentín de enfriamiento?

9.171 Un sistema de acondicionamiento de aire viejo e ineficiente, que se empleaba en los edificios comerciales cuando la energía era muy barata, funcionaba en la forma siguiente: Aire exterior (caliente o frío, seco o húmedo) pasaba por un serpentín de enfriamiento para condensar el vapor de agua y controlar así la humedad. Entonces el aire se calentaba para elevar su temperatura hasta condiciones confortables. Las condiciones se muestran en la figura P9.17I.

a) Calcule la transferencia de calor en el calentador.

b) ¿Cuál es el calor transferido en el serpentín de enfriamiento?

9.18S Grafique la densidad ρ ($\rho = 1/v$) del aire contra la humedad relativa a T = 30°C. Si la sustentación de un avión es proporcional a la densidad, para una velocidad dada, ¿cuál es el efecto esperado de la humedad sobre la longitud de la pista requerida?

9.181 Grafique la densidad ρ ($\rho = 1/v$) del aire contra la humedad relativa a T = 90°F. Si la sustentación de un avión es proporcional a la densidad, para una velocidad dada, ¿cuál es el efecto esperado de la humedad sobre la longitud de la pista requerida?

9.19s En cierto día, la temperatura de la atmósfera sigue la siguiente relación aproximada

$$T(y) = T_0 - \frac{2y}{300}$$

donde T_0 (°C) es la temperatura al nivel del mar y y es la altitud en metros. Para este día específico, la temperatura al nivel del mar es igual a 30°C y la humedad relativa al nivel del mar es de un 70%. El aire sube desde el nivel del mar por las

corrientes convectivas y disminuye su temperatura con la altura, ¿a qué altura se predice la formación de nubes a causa de este aire?

9.191 En cierto día, la temperatura de la atmósfera sigue la siguiente relación aproximada

$$T(y) = T_0 - \frac{5y}{1000}$$

donde T_0 (°F) es la temperatura al nivel del mar y y es la altitud en pies. Para este día específico, la temperatura al nivel del mar es de 85°F y la humedad relativa al nivel del mar es de un 70%.

9.20S Un avión despega una pista al nivel del mar en un día para el que se reporta una temperatura de bulbo seco de 27°C y una humedad relativa del 80%. Un pasajero observa que aparece niebla en la lamina de la parte superior del ala cuando el avión despega y supone que se debe a la condensación del vapor de agua.

a) Explique este fenómeno en términos de sus conocimientos sobre las mezclas de aire-vapor de agua y de la ecuación de Bernoulli que relaciona la velocidad y la presión.

b) ¿Cuál es la presión *máxima* en la superficie del ala para que este fenómeno tenga lugar a las condiciones estipuladas?

9.201 Un avión despega una pista al nivel del mar en un día para el que se reporta una temperatura de bulbo seco de 80°F y una humedad relativa del 80%. Un pasajero observa que aparece niebla en la lamina de la parte superior del ala cuando el avión despega y supone que se debe a la condensación del vapor de agua.

a) Explique este fenómeno en términos de sus conocimientos sobre las mezclas de aire-vapor de agua y de la ecuación de Bernoulli que relaciona la velocidad y la presión.

b) ¿Cuál es la presión *máxima* en la superficie del ala para que este fenómeno tenga lugar a las condiciones estipuladas?

9.21 Los sistemas de desecación para el control de aire húmedo absorben o adsorben el vapor de agua del aire mediante líquidos o sólidos con alta afinidad por las moléculas del agua. Durante el proceso se libera la entalpía de absorción y el sistema de desecación del aire aumenta su temperatura.

Sobre una carta psicrométrica, dibuje esquemáticamente el proceso de desecación descrito y muestre cómo se encuentra el cambio de la entalpía durante el proceso de desecación por absorción.

9.223 Empleando la regla de Kays, encuentre la fugacidad de una mezcla de metano y n-butano, con una relación molar de 2: 1 respectivamente, cuando la mezcla está a T = 500°C y P = 60 atm.

9.221 Empleando la regla de Kays, encuentre la fugacidad de una mezcla de metano y n-butano, con una relación molar de 2: 1 respectivamente, cuando la mezcla está a T = 950°F y P = 60 atm.

9.238 Encuentre h, s y v para una mezcla de metano, 20% molar, etano, 40% molar, y propano, 40% molar, a 500°C y 100 atm mediante *a*) la regla de Kays y *b*) las relaciones para mezclas reales y los datos de propiedades reducidas (sección 9.8). Considere T_{ref} = 1 K.

9.231 Encuentre h, s y v para una mezcla de metano, 20% molar, etano, 40% molar, y propano, 40% molar, a 930°F y 100 atm mediante *a*) la regla de Kays y *b*) las relaciones para mezclas reales y los datos de propiedades reducidas (sección 9.8). Considere T_{ref} = 1°R.

9.24S Empleando la regla de Kays y las tablas de Lee-Kesler, grafique el volumen específico de una mezcla de SO, y metano a P = 300 atm y T = 400 K, contra la fracción molar del SO, presente. Mediante esta gráfica determine el volumen molar parcial del SO, en la mezcla a Y_{SO2} = 0.5.

9.241 Empleando la regla de Kays y las tablas de Lee-Kesler, grafique el volumen específico de una mezcla de SO, y metano a P = 300 atm y T = 700°R, contra la fracción molar del SO, presente. Mediante esta gráfica determine el volumen molar parcial del SO, en la mezcla a Y_{SO2} = 0.5.

9.25 El volumen molar de una mezcla de los componentes A y B a T v P está dado por

$$v_{T,\,P} = y_A\bar{v}_A + (1 - y_A)^2\bar{v}_B$$

¿Cuáles son los volúmenes molares parciales de los componentes A y B a Y_A = 0.75?

Referencias

1. B. G. Kyle, *Chemical and Process Thermodynamics.* Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1984.

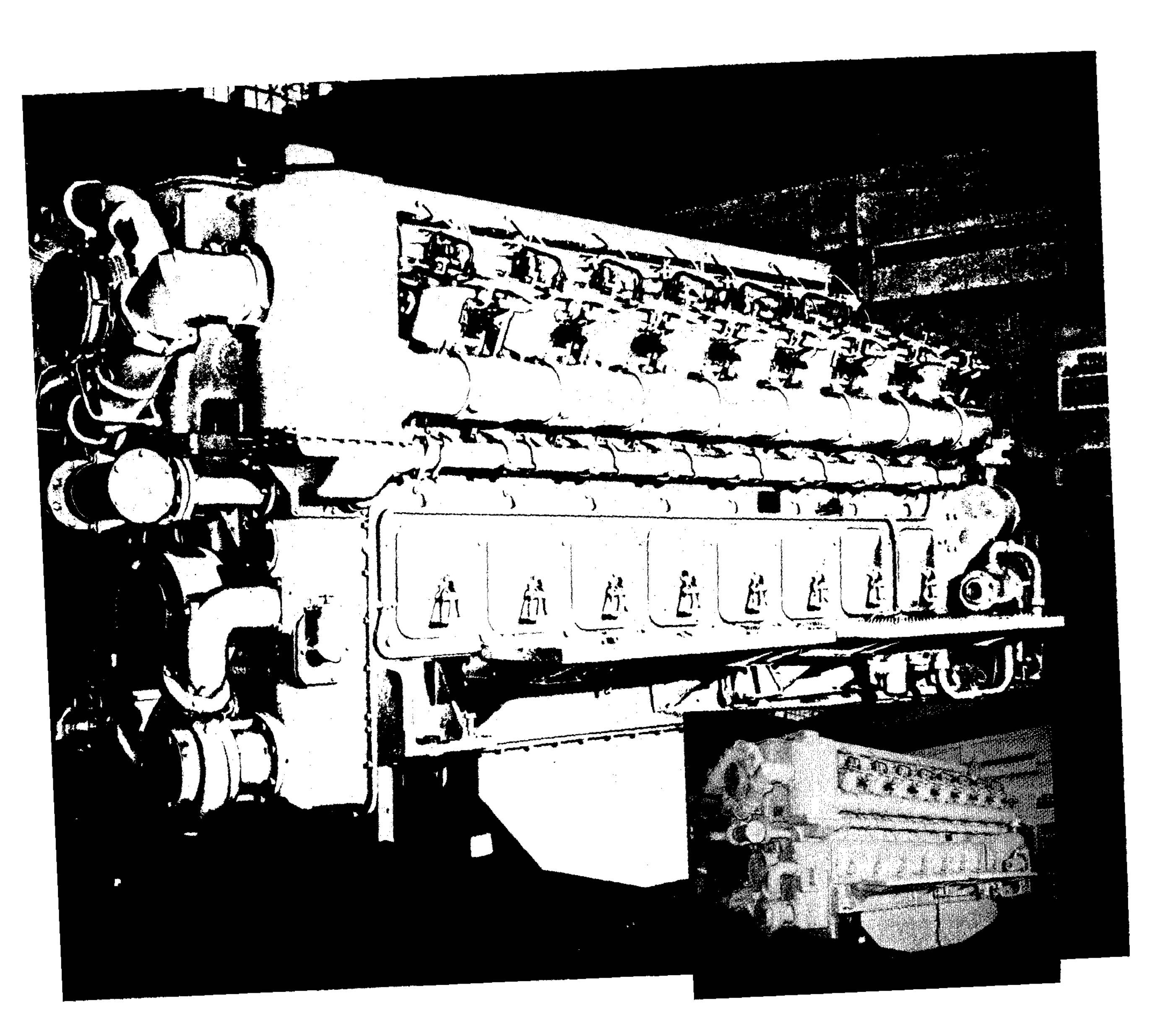
10

Reacciones químicas y combustión

Cuando el hombre primitivo aprendió a encender el fuego, descubrió la energía controlable, la cual se convirtió en un "sirviente" destinado a realizar una serie sin fin de "milagros" . . . Este descubrimiento quizá sea el factor primordial que por si solo permitió a la humanidad desarrollar la civilización moderna.

Herman Kahn, The Next 200 Years

Máquina diesel V- 16 para el servicio marino
(General *Electric*)



10.1 Introducción

A todo ingeniero encargado del diseño en industrias de procesos químicos, máquinas de combustión interna y externa de todo tipo, plantas de potencia de combustibles fósiles, sistemas de conversión de desechos sólidos y estudios sobre iniciación y propagación de incendios, entre otros temas afines, le interesan los sistemas con reacción química y, en particular, los sistemas de combustión.

En este capítulo se van a desarrollar los conceptos y los métodos necesarios para el tratamiento de una amplia variedad de problemas de combustión de interés en ingenieriá, y se aplicarán dichos métodos a algunos problemas.

10.2 El establecimiento de una base común para los procesos de combustión

En el capítulo 8, al tratar las sustancias puras simples se señaló que podía elegirse cualquier estado como estado de referencia para la tabulación de las propiedades, dado que sólo interesaban las ***diferencias*** de las propiedades entre dos estados. Sin embargo, cuando dos o más sustancias sufren una reacción química, se hace necesario establecer un estado de referencia que sea común a todas las sustancias que participan en la reacción. Además, es necesario tener en cuenta los cambios de la energía interna del sistema que tienen lugar debido a la energía química liberada o absorbida durante la reacción de los compuestos químicos. De esta forma, debe establecerse un valor de referencia que pueda emplearse para encontrar la energía interna de los reactivos ***antes*** de la reacción y de los productos ***después*** de la reacción. En esta sección se establecen los valores de referencia necesarios.

10.2.1 Base de entalpía igual a cero

Una elección simple para el estado de referencia sería tomar h^o igual a cero a T = 0 K = 0°R, en esta forma todas las entalpías tendrían un valor positivo. (Se denotan los valores de las propiedades al estado estándar de referencia elegido mediante el supcríndice o, como en h^o.) Sin embargo, como se verá en el capítulo 12 al examinar el comportamiento microscópico de la materia, se encuentra que muchos materiales contienen cierta energía aun en el cero absoluto de temperatura. Esta energía se halla en la forma de energía de ligadura nuclear, fuerzas de ligadura moleculares y otras fuerzas que no son iguales para todas las moléculas. La situación se simplifica para los elementos, en oposición a las moléculas más complejas. Es factible asignar valores de entalpía relativa entre un elemento y otro que está en un estado arbitrario. Los efectos de las energías moleculares se pueden calcular respecto a los elementos que constituyen las moléculas. Por conveniencia, para comparar con los datos del

laboratorio, se ***asigna como estado estándar de referencia de todos los elementos,*** ***ah" = 0 a T = 25°C (77°F) y P = 1 atm.***

Por consiguiente, para todos los elementos, h^o = 0 en el estado estándar de referencia. Cuando el elemento existe en la forma química estable de un gas diatómico (N_2, $0_„$ H_2, etc.) al estado de referencia, entonces a este gas se le asigna un valor de cero al estado **estándar** de referencia. El valor de ***h,*** para los elementos en cualquier otro estado, se encuentra aplicando la relación

$$h(T, P) - h_{ref} = h(T, P) - h^o = h(T, P) = \int_{\substack{T=25°C = 77°F \\ P=1\ atm}}^{T, P} dh \qquad (10.1)$$

Fácilmente se determina el valor de u en el estado estándar de referencia u^o con la relación

$$u^o = h^o - P^o v^o = - P^o v^o \qquad (10.2)$$

y el valor de v^o se halla mediante los datos ***P-v-T*** en el estado de referencia para un elemento en particular.

10.2.2 Entalpía de formación

En la sección 10.2.1 se estableció una base común para la entalpía de todos los elementos. Cuando se forman las moléculas a partir de los elementos, se requiere un aporte o una liberación de la energía química para completar la reacción. En cualquier caso, la energía de la molécula, y por consiguiente su entalpía, difiere de la suma de las **entalpías** de los átomos constituyentes de la molécula. La entalpía de la molécula resultante puede escribirse como

$$h = \Delta h_f + \sum_i N_i h_i \qquad (10.3)$$

donde Δh_f es la entalpía requerida para formar la molécula a partir de los átomos constituyentes, **para** un estado dado, ***o entalpía de formacidn.*** El término con la suma toma en cuenta la entalpfa **añadida** al compuesto por los N_i átomos de cada elemento i que constituyen la molécula.

Mediante la ecuación (10.3) se encuentra la entalpía del compuesto en el estado estándar de referencia:

$$h^o = \Delta h_f^o + \sum_i N_i h_i^o \qquad (10.4)$$

Sin embargo, $h_i^o = 0$ para todos los elementos en el estado estándar de referencia, por lo **que** ***la entalpía de un compuesto al estado estándar de referencia es igual a la entalpía de formación al estado estándar de referencia.*** En esta forma es factible establecer un valor de referencia para todos los compuestos asentando que

$$h^o = \Delta h_f^o \qquad (10.5)$$

en el estado estándar de referencia de ***T*** = **25°C** = **77°F** y ***P*** = 1 atm. Los valores de la entalpía de formación en el estado estándar de referencia generalmente se determinan experimentalmente, aunque en ciertos casos se pueden predecir los valores con los **métodos** de la **termodinámica** estadística. En la tabla C.9 se presenta una

tabulación para A h_f^o para diferentes compuestos. Debe observarse que los valores que se dan en esa tabla realmente son $\Delta\bar{h}_f^o = M\Delta h_f^o$. Es decir, los valores en la tabla están en base molar en lugar de base másica y se debe usar la masao molecular M del compuesto para la conversión a base másica.

Ahora es posible calcular el valor de la entalpía en cualquier estado, tomando como valor de referencia la entalpía del compuesto al estado estándar de referencia, que está dada por la ecuación (10.5) y se le llama ***entalpía de referencia estandarizada*** del compuesto. Por lo tanto, la entalpía en otro estado resulta

$$h(T, P) = h^o + \int_{T=25°C=77°F,\ P=1\ atm}^{T,P} dh = \Delta h_f^o + \int_{T=25°C=77°F,\ P=1\ atm}^{T,P} dh \qquad (10.6)$$

donde ***h (T, P)*** es la ***entalpía estandarizada*** del compuesto.

Ejemplo 10.1

Encuentre la entalpía estandarizada en los casos siguientes:

a) Argón a 100°C (considere que actúa como gas ideal)
b) Agua líquida a 100°C
c) Vapor de agua a 100°C y 1 atm

Solución

a) El cambio de h para el argón entre 25 y 100°C se encuentra mediante la tabla D.3 como

$$\int_{25°C}^{100°C} dh = h(T=100°C) - h(T=25°C)$$
$$= 194.29 - 155.24 = 39.05 \text{ kJ/kg}$$

El hecho de considerar el gas ideal permite considerar h como independiente de la presión. Puesto que el argón es un elemento, el valor de la entalpía al estado estándar de referencia de 25°C y 1 atm es igual a cero. Por lo tanto, el valor de la entalpía a T = 100°C está dado por

$$h(T=100°C) = h^o + \int_{25°C}^{100°C} dh = 0 + 39.05 = 39.05 \text{ kJ/kg}$$
$$= 16.79 \text{ Btu/lbm}$$

b) Para el agua líquida, considerándola incompresible, se emplea

$$h(T=100°C) = h^o + \int_{25°C}^{100°C} dh = \Delta h_f^o + \int_{25°C}^{100°C} dh$$
$$= \Delta h_f^o + c_P(100 - 25)$$

El valor de A h_f^o se encuentra de la tabla C.9 y resulta (-286.0 x 1000)/18.02 = -15,870 kJ/kg y el c_p para el agua se obtiene de la tabla C.3 como 4.178 kJ/(kg • K) (empleando el valor a 323 K = 50°C). Al sustituir se obtiene

$$h(T = 100°C) = -15{,}870 + 4.178(75) = -15{,}560 \text{ kJ/kg}$$
$$= -6690 \text{ Btu/lbm}$$

c) Respecto al vapor de agua, es suficiente tomar el valor encontrado en *b)* para la entalpía estandarizada del agua líquida y agregarle simplemente h_{lg} de las tablas de vapor de agua. En la tabla D.8 se lee h_{lg} = 2257.0 kJ/kg, por lo que

$$h(T = 100°C) = -15{,}560 + 2257.0 = -13{,}300 \text{ kJ/kg}$$
$$= -5718 \text{ Btu/lbm}$$

Comentarios

Obsérvese el valor negativo de la entalpía tanto para el agua líquida como para el vapor de agua en el estado final. Esto se debe a la entalpía de formación negativa en el estado estándar de referencia. Se ha comprobado que los datos tabulados o las ecuaciones de estado resultan de gran ayuda para calcular los cambios de la entalpía entre los estados, al convertirla en entalpía estandarizada.

10.2.3 Base de entropía igual a cero

En la sección 10.2.2 se encontró un estado estándar de referencia para la entalpía y se infirieron los valores de referencia para la energía interna al mismo estado. Cuando se estudia la segunda ley con referencia a los sistemas de combustión, se necesita también un conjunto estandarizado de los valores de la entropía. En este punto se pone en juego una observación clave de la termodinámica estadística. Como se vio en el capítulo 5, la entropía es una propiedad relacionada con el conocimiento que se tiene del estado de un sistema particular. En el capítulo 12 se estudiará más a fondo el hecho de que, al disminuir la temperatura de una sustancia pura, se hace más pequeño el intervalo posible de las energías que pueden poseer los átomos y las moléculas constitutivas del sistema. Finalmente, al aproximarse al cero absoluto, la energía de todas las partículas constituyentes llega a ser muy pequeña y realmente se aproxima también a cero. El conocimiento que se tiene ante el estado del sistema se vuelve completo (el sistema está ordenado) y la incertidumbre ante el estado del sistema (la entropía) se hace cero. Esta observación, originalmente formulada por Nernst, se encuentra incorporada a la *tercera ley de la termodinámica:*

> **La entropía de una sustancia pura en equilibrio termodinámico tiende a cero cuando la temperatura se aproxima al cero absoluto.**

Por lo tanto, para encontrar la norma de los valores de la entropía en un estado estándar de referencia a 25°C = 77°F y 1 atm, se integra desde el cero absoluto hasta el estado normalizado y se tabulan los valores resultantes. Se deben tomar en cuenta todas las transiciones de fase entre el cero absoluto y el estado estándar de referencia. Las entropías que se calculan en esta forma reciben el nombre de entropías absolutas. Puesto que las entropías absolutas de todas las sustancias están referidas a un estado común de referencia, las entropías en esta escala son adecuadas para emplearse en el análisis de reacciones químicas y, en particular, en los problemas de combustión. En la tabla C. 10 se dan algunas entropías absolutas en el estado es-

tándar de referencia. Para encontrar las entropías absolutas en otros estados, se emplean los mismos métodos que se usaron con los valores de la entalpía normalizada en el ejemplo 10.1.

Todo el estudio presentado respecto a las propiedades normalizadas es general. En el caso particular de la combustión, generalmente resulta válido considerar los productos de la reacción de combustión, el aire de combustión y, menos frecuente, el combustible, como gases ideales. Cuando esto es posible, muchos de los datos de las propiedades necesarios para el tratamiento de las reacciones de combustión se encuentran en las tablas D.2 a D.7 o en las tablas E.2 a E.7, que presentan la dependencia de la entropía absoluta s_0 con la temperatura para diferentes gases ideales.

10.3 Normas para la comparación de combustibles

Generalmente, al elegir un combustible se emplean dos referencias. La primera se refiere a la cantidad de energía que se libera en el proceso de combustión sea en base molar o en base másica; la segunda designa la temperatura del proceso de combustión. Para determinar los estándares apropiados, se examinan las propiedades de diferentes combustibles en situaciones idealizadas.

10.3.1 Entalpía de combustión

Considérese la combustión de un hidrocarburo general C_nH_m en aire. Si se acepta que existe exactamente el oxígeno suficiente para reaccionar químicamente con el combustible presente, es decir, que se tienen presentes cantidades *estequiométricas* de combustible y de oxidante, la reacción de combustión se escribe

$$C_nH_m + A_1(O_2) + A_2(N_2) \rightarrow A_3(CO_2) + A_4(H_2O) + A_5(N_2) \qquad (10.7)$$

donde A_i son los *coeficientes estequiométricos* para esta reacción. Realizando un balance de los átomos en ambos lados de la ecuación se obtiene $A_2 = A_5$, $A_1 = n + m/4$, $A_3 = n$ y $A_4 = m/2$. El coeficiente estequiométrico del combustible se ha tomado como la unidad arbitrariamente.

En la combustión con aire, el nitrógeno y el oxígeno del aire están en la relación volumétrica (y, por consiguiente, en la relación molar, si actúan como gases ideales) $A_2/A_1 = 79/21 = 3.76$, tal como se encuentran en la atmósfera. (Es de práctica general el agrupar todos los otros gases inertes de la atmósfera con el nitrógeno, ya que los otros gases que se encuentran comúnmente en el aire ambiente, como el argón, CO,, etc., están presentes en pequeñas cantidades y, en cualquier caso, sus propiedades de interés en la combustión tienen valores muy cercanos a los del nitrógeno.) El valor de $A_2 = A_5$ debe ser igual a $3.76A_1 = 3.76(n + m/4)$. En este caso, la ecuación de la combustión queda

$$C_nH_m + \left(n + \frac{m}{4}\right) O_2 + 3.76\left(n + \frac{m}{4}\right) N_2 \rightarrow$$

$$nCO_2 + \frac{m}{2} H_2O + 3.76\left(n + \frac{m}{4}\right) N_2 \qquad (10.8)$$

Al escribir las ecuaciones (10.7) y (10.8) se ha supuesto que tiene lugar una ***combustión completa*** del hidrocarburo, por lo que los únicos productos de combustión resultan ser el CO, y el H_2O. Aun si se lograse un mezclado perfecto del combustible y el oxígeno, la combustión completa no tendría lugar, por lo que durante la combustión se forman monóxido de carbono y óxidos de nitrógeno, así como una serie de hidrocarburos intermedios, que están sujetos, a su vez, a la **combustión.** En la práctica, generalmente se introduce en la zona de combustión más oxígeno del necesario según la ecuación de la reacción química balanceada que se **mostró** con anterioridad. Este "exceso de aire" permite completar la reacción de combustión aun cuando no se logre un mezclado perfecto; sin embargo, se paga un precio, como se verá mas adelante.

Cuando tiene lugar una combustión completa, los coeficientes estequiométricos son reales y así se ve la relación entre el número de moles de los productos y el de los reactivos que intervienen en la reacción. Si las mezclas de los productos y de los reactivos son proporcionales a los coeficientes estequiométricos, se dice que se encuentran en ***relación estequiométrica*** 0, simplemente, que son ***estequiométricos.***

Aún se forman cantidades mínimas de CO y óxidos de **nitrógeno;** pero estas cantidades son tan pequeñas que si se ignoran no afectan a la primera ley escrita para un volumen de control. Sin embargo, el CO y los óxidos de nitrógeno representan problemas de contaminación importantes, incluso en las proporciones relativamente **pequeñas** en que se forman si se queman grandes cantidades de **hidrocaburos.**

En primer lugar se examinará el caso de un reactor de flujo constante, **isotérmico**, que es alimentado con un combustible que fluye con una razón de flujo molar unitario, y con aire cuya rapidez de flujo es tal que permite obtener las relaciones molares especificadas por la ecuación (10.8) respecto al combustible. La figura 10.1 **muestra** este reactor. En general, el reactor presenta cierta transferencia de calor para permitir que el volumen de control sea isotérmico. Aplicando la primera ley a este volumen de control se tiene

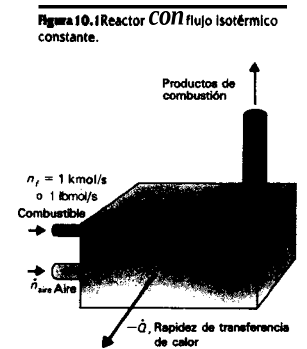
$$\dot{Q} = \sum_p \dot{m}_p h_p - \sum_r \dot{m}_r h_r \tag{10.9}$$

donde los subíndices r y p significan reactivos y productos, respectivamente. Permítase que la reacción ***se*** lleve a cabo ***en las condiciones particulares del estado estándar de referencia,*** es decir, a la presión de 1 atm y con la temperatura mantenida constante a **25°C** = **77°F** por la transferencia de calor desde el reactor. En esta **forma**, la ecuación (10.9) escrita en base molar se transforma en:

$$\dot{Q}^o = \sum_p \dot{n}_p \bar{h}_p^o - \sum_r \dot{n}_r \bar{h}_r^o \tag{10.10}$$

donde, como previamente se hizo, la barra coronando a una cantidad indica que ésta se expresa en base molar. Si ahora se divide toda la ecuación (10.10) entre la rapidez de flujo molar del combustible $\dot{n}_f$, la ecuación se escribe

Figura 10.1 Reactor con flujo isotérmico constante.



$$\frac{\dot{Q}^o}{\dot{n}_c} = \bar{q}^o = \frac{1}{\dot{n}_c}\left(\sum_p \dot{n}_p \bar{h}_p^o - \sum_r \dot{n}_r \bar{h}_r^o\right) \tag{10.11}$$

La ecuación (10.11) expresa el flujo de calor por mol de combustible requerido para que el reactor opere en las condiciones de referencia normalizada, el cual es igual a la diferencia neta entre la entalpía de los productos que salen del reactor y la **entalpía** de los reactivos que entran. La cantidad $\bar{q}^o$ recibe el nombre de ***entalpía de combustión*** **o** algunas ***veces*** de ***calor de combustión.*** De acuerdo a la convención de signos para Q en la primera ley, se interpreta el Q positivo como el calor que se transfiere al volumen de control, por lo que se espera que $\bar{q}^o$ generalmente tenga un signo negativo. El valor de $\bar{q}^o$, definido por la ecuación (10.1 1), está fijo en un combustible dado y representa una medida de la energía química contenida por mol de combustible cuando se quema con oxígeno (o aire).

Ejemplo 10.2

Calcule la entalpia de combustión del metano.

Solución

Para el metano (CH_4), la ecuación de combustión, ecuación (10.8), se escribe

$$CH_4 + (1+1)O_2 + 3.76(1+1)N_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 3.76(1+1)N_2$$

Con el fin de aplicar la ecuación (10.1 1), es necesario conocer los valores de $\bar{h}^o$ para cada compuesto que interviene en la reacción; lo cual se muestra a continuación:

Especies	M	$\bar{h}^o$, Btu/lbmol	
CH_4	16.042	-32.20×10^3	(Tabla C.9)
O_2	32.00	0	(elemento)
N_2	28.016	0	(elemento)
CO_2	44.01	-169.3×10'	(Tabla C.9)
H_2O — vapor	18.016	-123.0×10^3	(Tabla C.9)
líquido		-104.0×10^3	(Tabla C.9)

Sustituyendo en la ecuación (10. ll) y suponiendo que el agua se produce en forma de vapor, se encuentra

$$\bar{q}^o = \frac{1}{n_{CH_4}}[(n\bar{h}^o)_{CO_2} + (n\bar{h}^o)_{H_2O} + (n\bar{h}^o)_{N_2} - (n\bar{h}^o)_{CH_4} - (n\bar{h}^o)_{O_2} - (n\bar{h}^o)_{N_2}]$$

$$= \frac{1}{1}[-169.3 \times 10^3 + (2)(-104.0 \times 10^3) + 0 - (1 \times -32.20 \times 10^3) - 0 - 0]$$

$$= -345{,}100 \text{ Btu/lbmol} = -802{,}700 \text{ kJ/kmol}$$

Obsérvese que $\dot{n}/\dot{n}_f = \dot{n}/\dot{n}_f$ para un proceso en flujo estable. Por consiguiente, la entalpía de combustión por mol de metano es igual a $\bar{q}^o$ = -345100 Btu/lbmol o $q^o = -345100/16.042$ = -21510 Btu/lbm.

Comentarios

El nitrógeno del aire no afecta los resultados, por lo tanto, la entalpía de combustión en el estado estándar de referencia es igual para el metano quemado con aire estequiométrico, oxígeno puro o con exceso de aire.

Obsérvese que, si el agua producida por la reacción de combustión se hubiese supuesto en forma líquida, en lugar de vapor, la entalpía de combustión calculada hubiese resultado mayor (-383100 Btu/lbmol, o -23880 Btu/lbm de combustible). Esto se debe a que gran parte de la energía de combustión se emplea en vaporizar el agua y, por consiguiente, se encuentra disponible menos energía para ser retirada del reactor de combustión en forma de transferencia de calor. A la entalpía de combustión, correspondiente al caso de producción de agua líquida, generalmente se le llama ***valor calorífico superior*** (VCS) del combustible (con frecuencia el signo menos desaparece cuando se emplea este nombre). Asimismo, a la entalpía de combustión, correspondiente al caso de producción de vapor de agua, por lo general se le llama ***valor calorífico inferior*** (VCI) del combustible (de nuevo el signo menos desaparece). En la práctica, la única opción con que se cuenta es el (VCI) ya que las reacciones de combustión prácticas generalmente generan vapor de agua como producto de la combustión.

Los valores de la entalpía de combustión (valores inferiores) se encuentran tabulados para muchas sustancias y algunos se incluyen en la tabla C. ll. Naturalmente sería más deseable un combustible con la entalpía de combustión por unidad de masa mayor que aquel que tiene una entalpía de combustión por unidad de masa menor, cuando los costos son iguales.

10.3.2 Temperatura de flama adiabática

Una medida de la utilidad de un combustible particular es su entalpía de combustión. Sin embargo, en ciertos casos el ingeniero está más interesado en producir una temperatura elevada que una gran cantidad de energía liberada. Este es el caso en el diseño de equipos de proceso que requieren una temperatura mínima de operación, como son los secadores y los hornos para procesos químicos. En esta sección se van a comparar las temperaturas disponibles por la combustión de un combustible.

Supóngase que el reactor de combustión de la figura 10.1 se va a operar en forma diferente a la empleada para determinar la entalpía de combustión. En lugar de extraer la energía necesaria para que el reactor se mantenga en condiciones isotérmicas mediante la transferencia de calor, ahora se le va a aislar perfectamente, de tal modo que no tenga lugar ninguna transferencia de calor y el reactor opere **adiabáticamente.** Entonces, el reactor aparece como muestra la figura 10.2. En este caso, la primera ley dada por la ecuación (10.9) y aplicada al reactor se reduce a

$$\sum_p \dot{m}_p h_p = \sum_r \dot{m}_r h_r \tag{10.12}$$

Suponiendo que los ***reactivos entran al reactor en el estado estándar de referencia,*** la ecuación (10.12) con base en la unidad molar de combustible queda

$$\frac{1}{n_f}\sum_p n_p \bar{h}_p = \frac{1}{n_f}\sum_r n_r \bar{h}_r^o \tag{10.13}$$

Cuando se dispone de los datos de la entalpía de combustión para el combustible que se desea emplear, resulta conveniente sustituir la ecuación (10. ll) en la ecuación (10.13) para eliminar el término de los reactivos:

$$\frac{1}{n_f}\sum_p n_p \bar{h}_p = \frac{1}{n_f}\sum_p n_p \bar{h}_p^o - \bar{q}^o \tag{10.14}$$

La entalpía que sale del reactor, transportada por los productos de combustión, es igual a la entalpía de los productos en el estado estándar de referencia más (ya que $\bar{q}^o$ tiene un valor negativo) la energía liberada por la reacción de combustión.

La solución de la ecuación (10.13) para la temperatura de los productos de combustión (suponiendo que sea la misma para todos los productos debido al mezclado dentro del reactor) es iterativa. Se supone una temperatura y se encuentran

Figura 10.2 Reactor adiabático

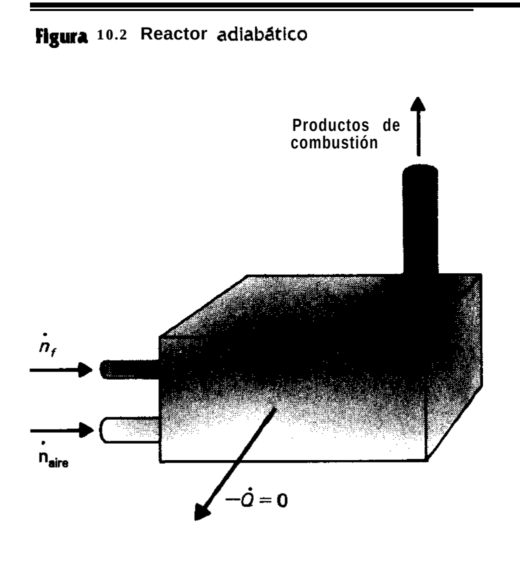
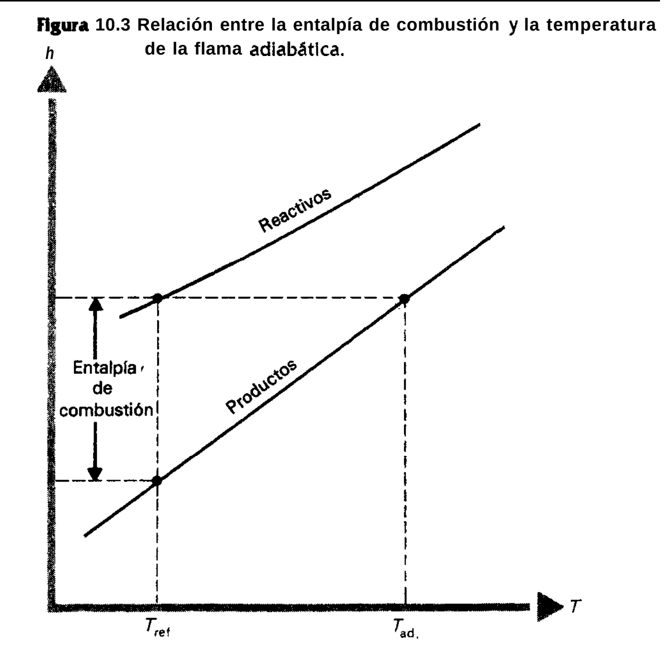


Figura 10.3 Relación entre la entalpía de combustión y la temperatura de la flama adiabática.



los valores de $\bar{h}_p$ en las tablas o por cálculo. Los valores de $\bar{h}_p$ se sustituyen en el lado de los productos en la ecuación (10.13) y el resultado se comprueba con el lado de los reactivos de la ecuación (10.13). El proceso se repite hasta que se encuentra una temperatura que satisfaga la igualdad. En el caso donde no hay exceso de aire, la temperatura recibe el nombre de ***temperatura teórica de flama adiábatica*** para el combustible. La temperatura teórica de flama adiabática es la mayor temperatura que se puede obtener del combustible empleado en la reacción de combustión (a menos que se realice cierto precalentamiento de los reactivos hasta temperaturas superiores a la del estado estándar de referencia), dado que no se permite ninguna transferencia de calor hacia los alrededores y no hay exceso de aire presente que absorba algo de la entalpía de combustión (Fig. 10.3). En la tabla C. 11 se presentan los valores de la temperatura teórica de flama adiabática para algunos combustibles comunes. Obsérvese que el valor de la temperatura teórica de flama adiabática se basa en la ecuación de la reacción química considerada. Con frecuencia, la temperatura real es menor debido a la disociación o ionización de los productos de combustión o a la presencia de reacciones que se supuso no tendrían lugar. (En algunos casos, la operación a las condiciones estequiométricas puede producir una temperatura de flama menor que a las condiciones ligeramente fuera de las estequiométricas. Por ejemplo, a la temperatura del quemador pueden ocurrir reacciones adicionales; que el CO, se disocie para formar CO o que se formen cantidades importantes de óxidos de nitrógeno. En ese caso, realmente tiene lugar una temperatura de flama adiabática superior cuando se trabaja en condiciones diferentes a las estequiométricas, donde estas reacciones se han suprimido.)

Cuando se cuenta con tablas o programas de computo para $h\,(T_p,P)$ de cada producto, entonces se les emplea para determinar la temperatura de flama adiabática, mediante la elección iterativa de T_p hasta que la ecuación (10.14) sea satisfecha. Debe cuidarse que las fuentes de todos los datos empleados estén en el estado estándar de referencia, o el usuario debe convertir los datos de la fuente al estado estándar de referencia. Para tales datos, basados en las propiedades de un gas ideal, las referencias 1 a 3 resultan de utilidad.

Otro método de encontrar T_p consiste en escribir de nuevo la ecuación (10.14) como

$$\sum_P n_p(\bar{h}_p - \bar{h}_p^o) = -n_c\bar{q}^o \qquad (10.15)$$

y entonces reemplazar los cambios de la entalpía en función de los calores específicos para un quemador a presión constante o en considerar que la entalpía es independiente de la presión (hipótesis de gas ideal), de modo que la ecuación (10.14) queda

$$\sum_p n_p \int_{T^o}^{T_p} \bar{c}_{P,p}\, dT = -n_c\bar{q}^o \qquad (10.16)$$

Ahora se emplea la expresión polinomial de la tabla D.1 para el lado izquierdo y se realiza la iteración hasta la convergencia. Obsérvese que, para una T^o fija, las T_p integrales individuales de cada uno de los productos tiene la forma

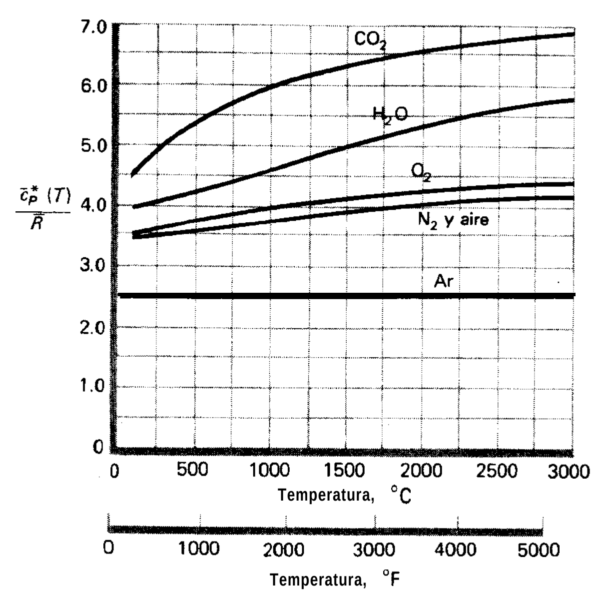


Figura 10.4 Calores específicos promedio de los gases.

$\int_{T^o}^{T_p} \bar{c}_P(T)\, dT$. Es factible definir un valor de $\bar{c}$ promediado respecto a la temperatura mediante la relación

$$\bar{c}_P^*(T) = \frac{1}{T - T^o} \int_{T^o}^{T_p} \bar{c}_{P,p}(T)\, dT \qquad (10.17)$$

y la ecuación (10.16) se reduce a

$$(T_p - T^o) \sum_p n_p \bar{c}^*_{P,p}(T_p) = -n_f \bar{q} \qquad (10.18)$$

Ahora el proceso iterativo quedó algo simplificado. En el caso del valor de T_p considerado, se encuentran los valores de $\bar{c}_p^*$ (7) para cada compuesto, y la convergencia se demuestra mediante la prueba de la igualdad en la ecuación (10.18). La figura 10.4 presenta una gráfica de $\bar{c}_p^*(T)$.

Ejemplo 10.3

Calcule la temperatura teórica de flama adiabática para el metano.

Solución

La entalpía de combustión para el metano (con producción de vapor de agua) se encontró en el ejemplo 10.2 igual a $-$ 802900 kJ/kmol. Las entalpías en el estado estándar de referencia para los productos también se dieron en ese ejemplo. La reacción química es CH, + $2O_2$ + $7.52N_2$ → CO, + $2H_2O$ + $7.52N_2$

Sustituyendo los valores conocidos en la ecuación (10.14) para 1 kmol de combustible, se obtiene

$$\sum_p n_p \bar{h}_p = \bar{h}^o_{CO_2} + 2\bar{h}^o_{H_2O} - \bar{q}^o$$
$$= -393.8 \times 10^3 + 2(-242 \times 10^3) - (-802,700)$$
$$= -75,100 \text{ kJ/kmol}$$

El lado derecho de esta ecuación no incluye el N_2 ya que a su estado estándar de referencia la entalpía es cero. El término $\sum_p n_p \bar{h}_p$ en el lado izquierdo (LI) es igual a

$$\sum_p n_p \bar{h}_p = \bar{h}_{CO_2} + 2\bar{h}_{H_2O} + 7.52\bar{h}_{N_2}$$

La entalpía del N_2 se vuelve importante y debe incluirse ya que esta última expresión se refiere a la temperatura de los productos que dejan el reactor.

Método 1

Empleando en primer lugar las expresiones polinomiales de los calores específicos para determinar la temperatura de flama adiabática, la expresión del LI mediante este método queda: para el CO,,

$$\int_{T^o}^{T_p} \bar{c}_P(T)\,dT = 22.26(T_p - 298) + (5.981 \times 10^{-2})\left(\frac{T_p^2 - 298^2}{2}\right)$$
$$-(3.501 \times 10^{-5})\left(\frac{T_p^3 - 298^3}{3}\right) + (7.469 \times 10^{-9})\left(\frac{T_p^4 - 298^4}{4}\right)$$

Para H_2O,

$$2\int_{T^o}^{T_p} \bar{c}_P(T)\,dT = 2\left[32.24(T_p - 298) + (0.1923 \times 10^{-2})\left(\frac{T_p^2 - 298^2}{2}\right)\right.$$
$$\left. + (1.055 \times 10^{-5})\left(\frac{T_p^3 - 298^3}{3}\right) - (3.595 \times 10^{-9})\left(\frac{T_p^4 - 298^4}{4}\right)\right]$$

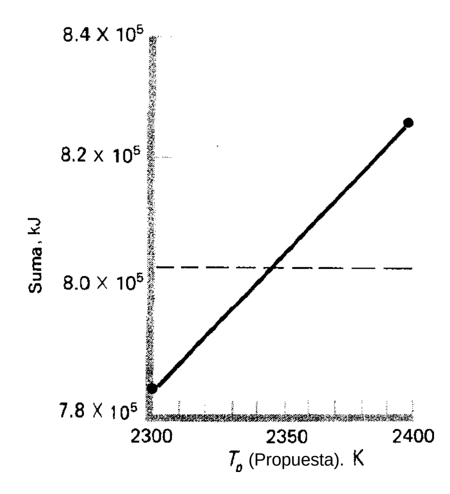
Y para N_2,

$$7.52\int_{T^o}^{T_p} \bar{c}_P(T)\,dT = 7.52\left[28.90(T_p - 298)\right.$$
$$-(0.1571 \times 10^{-2})\left(\frac{T_p^2 - 298^2}{2}\right)$$
$$\left. + (0.8081 \times 10^{-5})\left(\frac{T_p^3 - 298^3}{3}\right) - (2.873 \times 10^{-9})\left(\frac{T_p^4 - 298^4}{4}\right)\right]$$

Se escogen valores de T_p, se evalúa el LI de la relación de la primera ley mediante la suma de los tres términos anteriores y se compara con el lado derecho (LD). La representación gráfica de las iteraciones resulta útil para la interpretación de los resultados.

	$n[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]$, kJ				
T_p (Propuesta), K	CO_2	H_2O	N_2	Suma, kJ	$-q^0$, kJ
2300	1 10,700	174,200	499,200	784,100	802,700
2400	1 17,300	183,900	523,700	824,900	802,700
2346	1 13,700	178,700	5 10.500	802,900	802,700

La gráfica de la suma $= \sum_p n_p[\bar{h}(T_p) - \bar{h}_p^o]$ contra T_p (propuesta) se muestra a continuación.



Obsérvese que la tercera propuesta se escogió con base en una interpolación lineal entre los valores antes seleccionados de 2300 y 2400 K y también cómo este caso corresponde al resultado correcto. Con frecuencia esto ocurre en los problemas de combustión porque $\bar{h}$ es casi lineal con T dentro de intervalores regularmente grandes de temperatura y el procedimiento de iteración converge muy rápidamente.

También debe notarse que la mayor parte de la entalpía de los productos sale con el nitrógeno más que con los productos de la reacción CO, y H_2O.

El valor calculado no corresponde muy bien al valor tabulado de 2285 K para la temperatura de flama adiabática del metano, que se lee en la tabla C. ll. Esta diferencia se debe en parte al empleo de las relaciones de $\bar{c}_p(T)$ fuera del intervalo de temperatura para el cual se determinaron (generalmente este intervalo abarca de 273 a 1800 K).

Método 2

Empleando la definición del calor específico promedio, para este caso la ecuación (10.18) se escribe en la forma siguiente

$$(T_p - T^o)\{[n\bar{c}_p^*(T_p)]_{CO_2} + [n\bar{c}_p^*(T_p)]_{H_2O} + [n\bar{c}_p^*(T_p)]_{N_2}\} = -\bar{q}^o$$

Un procedimiento simple que converge rápidamente consiste en escribir esta ecuación como

$$T_p = T^o - \frac{\bar{q}^o}{[n\bar{c}_p^*(T_p)]_{CO_2} + [n\bar{c}_p^*(T_p)]_{H_2O} + [n\bar{c}_p^*(T_p)]_{N_2}}$$

Ahora se proponen valores de T_p; se toman los $\bar{c}_p^*(T)$ de la figura 10.3 y se sustituyen en el **LD** de la última ecuación. Se calcula un nuevo valor de T_p mediante esta **ecuación** y se repite el procedimiento hasta la convergencia. Por ejemplo,

	$\bar{c}_p^*(T)$, kJ/(kmol · K)			
T_p(Propuesta), K	CO_2	H_2O	N_2	LD, K
2300	$6.56\bar{R}$	$5.31\bar{R}$	$4.05\bar{R}$	2325

En este caso **la** primera suposición conduce a un nuevo valor para T que se encuentra dentro de la exactitud de las gráficas.

Método 3

Para **el último** método, se emplean los valores tabulados en las tablas de gas ideal, de $\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o$ directamente en la ecuación

$$(\bar{h} - \bar{h}^o)_{CO_2} + 2(\bar{h} - \bar{h}^o)_{H_2O} + 7.52(\bar{h} - \bar{h}^o)_{N_2} = 802{,}700$$

De nuevo, se suponen valores de T_p y se encuentran directamente de las tablas los valores de $h - h^o$. Se continúa el procedimiento hasta que se satisfaga la ecuación.

	$\bar{h} - \bar{h}^o = M(h - h^o)$, kJ/kmol			
T_p(Propuesta), K	CO_2	H_2O	N_2	LI, kJ/kmol
2300	109,100	88,420	61,250	791,700
2350	112,300	91,070	68,860	812,300
2329	110,800	89,960	68,310	804,400

La interpolación lineal entre los renglones primero y tercero de la tabla dan ***T* = *2325*** K.

Comentarios

Cada uno de los tres métodos condujo a la obtención de los valores de la temperatura teórica de flama para el metano, que corresponden a 2346, 2325 y 2325 K, respectivamente, en **tanto que en** la tabla C. ll se encuentra 2285 K. **¿A** cuál de estos valores se **debe** creer? Como se indicó, el método 1 requiere del empleo de las expresiones polinomiales **que** se ampliaron hasta temperaturas fuera de su intervalo de validez; por **lo** tanto, los resultados obtenidos mediante este método son los menos **precisos. En el método** 2 se **utilizaron** valores gráficos, con una precisión máxima de tres **cifras significativas;** así que los resultados no pueden pasar, en el mejor de los casos, de **una** precisión de ± 20 K. El último método hace uso de tablas bastante **precisas, con** cinco cifras significativas; sin embargo, las tablas son para gases ideales **y no consideran los** efectos debidos a la falta de idealidad o a la disociación de **los** gases. La disociación tiene lugar en grado **pequeño** en la flama y es necesaria la **energía química para romper** las ligaduras que mantienen unidas a las moléculas. Todo **esto baja ligeramente la** temperatura de la flama y los valores de la tabla C. ll **sí consideran este efecto.**

10.4 Aplicaciones a sistemas de combustión

Ahora que se han encontrado los métodos para comparar los combustibles con base en su energía liberada (entalpía de combustión) y de las temperaturas de combustión relativas (temperatura de flama adiabática), es posible examinar la aplicación de la termodinámica a algunos problemas de combustión, que se presentan en ingeniería. En particular, se van a examinar los sistemas donde tiene lugar la combustión pero que se desvían respecto a las condiciones idealizadas empleadas en la sección 10.3, a saber: a la entrada todos los reactantes están en su estado estándar de referencia, la combustión es adiabática o **isotérmica,** las cantidades del oxígeno (aire) provistas para la combustión son estequiométricas, etc. Se va a suponer que el quemador opera a presión constante.

10.4.1 Cálculo del exceso de aire

En la práctica, los procesos de combustión requieren más aire que el indicado por la **ecuación** de la reacción química balanceada. Este exceso es necesario puesto que es difícil, si no imposible, obtener un mezclado perfecto del combustible con el oxígeno que lleva el aire durante el periodo de residencia de esos componentes en el reactor de combustión.

Cuando se suministra el aire en cantidades superiores a las requeridas por la combustión estequiométrica, entonces a ese aire extra se le denomina exceso ***de aire.*** Por ejemplo, cuando se dispone de un 20% en volumen (o en mol) de aire sobre la cantidad estequiométrica, se dice que el sistema recibe un 20% de exceso de aire. (Algunas veces se emplea el término de ***aire*** teórico. De esta forma, el 100% de aire teórico representa la cantidad estequiométrica de aire y 120% de aire teórico corresponde al 20% de exceso de aire precedente.)

En el caso de un quemador que recibe Xx100% de exceso de aire, la ecuación de la reacción química para la combustión de 1 mol de un hidrocarburo general C_nH_m, como en la ecuación **(10.8),** ahora se escribe

$$C_nH_m + (1+X)\left(n+\frac{m}{4}\right)O_2 + 3.76(1+X)\left(n+\frac{m}{4}\right)N_2 \rightarrow$$
$$nCO_2 + \frac{m}{2}H_2O + 3.76(1+X)\left(n+\frac{m}{4}\right)N_2$$
$$+ X\left(n+\frac{m}{4}\right)O_2 \quad (10.19)$$

que al compararla con la ecuación (10.8) muestra que $3.76X(n+m/4)$ moles de N_2 y $X(n+m/4)$ moles de O_2 sin reaccionar aparecen ahora como productos en el lado derecho. Ninguno de ellos ha participado en la reacción química; simplemente entran con los reactivos, son llevados a través del quemador y salen con los productos.

La relación entre el número de moles de aire y el número de moles de combustible recibe el nombre de ***relación aire-combustible*** **(RAC).** Al examinar la ecuación (10.19) se ve que por cada mol de combustible hay $(1+X)(n+m/4)$ moles

de oxígeno y $3.76(1 + X)(n + m/4)$ moles de nitrógeno. Así, en general, la RAC para el quemado de un combustible está dada por RAC = $4.76(1 + X)(n + m/4)$. Al conocer la RAC, es posible calcular rápidamente la cantidad de aire que debe proveerse a una reacción de combustión conocida con exceso de aire, puesto que para un gas ideal, la RAC es la relación de volúmenes tanto como la relación molar del aire al combustible.

La primera ley general para el quemador está dada por la ecuación (10.9). Si se supone que los reactivos entran al estado estándar de referencia, entonces, al cambiar a una base molar y restando la ecuación (10.10), se obtiene

$$\bar{q} - \frac{1}{n_f} \sum_{p} n_p[\bar{h}_p(T) - \bar{h}_p^o] = \bar{q}^o \qquad (10.20)$$

Para quemadores muy grandes, la energía perdida hacia sus alrededores por la transferencia de calor es pequeña; sin embargo, la energía transferida a la corriente reactiva (en un horno químico) o al vapor de agua (como en las calderas de una planta de potencia) debe incluirse en $\bar{q}$. Por el momento, se va a hacer una restricción y a considerar un horno adiabático, de tal forma que el efecto del exceso de aire se vuelva obvio. En este caso, la ecuación (10.20) se reduce a

$$\frac{1}{n_f} \sum_{P} n_p[\bar{h}_p(T) - \bar{h}_p^o] = -\bar{q}^o \qquad (10.21)$$

que tiene la misma forma de la ecuación (10.14) empleada para determinar la temperatura de flama adiabática. Sin embargo, ahora el lado izquierdo de la ecuación de la primera ley contiene más términos en la suma. En este caso debe incluirse el exceso de oxígeno sin emplear, y el número de moles de nitrbgeno también es mayor ya que hay un transporte adicional de nitrógeno (dentro y fuera) en el quemador como resultado del exceso de aire. Estos dos factores disminuyen la temperatura alcanzada por los productos de combustión respecto a la temperatura teórica de flama adiabática.

Ejemplo 10.4

Halle la RAC y la temperatura de los productos de combustión del metano, el cual se quema con 20% de exceso de aire. Considere que los reactivos entran en su estado estándar de referencia.

Solución

La ecuación química balanceada se escribe

$$CH_4 + 2.4O_2 + 9.024N_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 9.024N_2 + 0.4O_2$$

por consiguiente,

RAC = 4.76(1 + 0.2)(1 + 1) = ll .4

La primera ley, ecuación (10.21), queda

$$[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{CO_2} + 2[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{H_2O} + 9.024[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{N_2}$$

$$+ 0.4[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{O_2} = -(-345{,}100) \text{ Btu/lbmol}$$

Una solución iterativa, mediante el método 1 del ejemplo 10.3, da T_p = 3730°R = 2070 K.

Comentarios

El exceso de aire presente, si bien necesario por razones prácticas tales como evitar el combustible sin quemar y los productos de combustión incompleta a la salida del quemador, ha bajado la temperatura de flama en 492°R respecto al valor predicho en condiciones estequiométricas con mezclado completo.

í0.4.2 Cálculo del precalentamiento del aire o del combustible

Hasta al ora se ha considerado que los reactivos entran al quemador en su estado estándar de referencia; eso rara vez sucede, por lo que en esta sección se va a incluir el efecto de precalentar el combustible o el aire que entran al quemador. Como se verá, la entalpía de los productos de combustión se eleva significativamente por dicho precalentamiento, en especial por el precalentamiento del aire de combustión. En particular, los hornos industriales emplean este precalentamiento siempre que se cuente con una fuente de energía de desecho.

Si los reactivos están precalentados, entonces la primera ley está dada por la ecuación (10.9), la cual, para un quemador adiabático dado y en base molar, se escribe

$$\sum_p n_p \bar{h}_p = \sum_r n_r \bar{h}_r \tag{10.22}$$

Restando la ecuación (10.11) de la ecuación (10.22) y considerando una mol de combustible, se obtiene

$$\sum_p n_p[\bar{h}_p(T_p) - \bar{h}_p^o] = \sum_r n_r[\bar{h}_r(T_r) - \bar{h}_r^o] - \bar{q}^o \tag{10.23}$$

Ahora es posible considerar el efecto de cada uno de los reactivos (combustible y aire) que entra en el quemador a su temperatura respectiva T_r. Al examinar la ecuación (10.23) se observa que, cuanto mayor es la temperatura T_r de cada reactivo y, en consecuencia, cuanto mayor la $\bar{h}_r(T_r)$ de cada reactivo, mayor resulta el lado derecho de la ecuación (10.23). Por lo tanto, el valor de T_p en el lado izquierdo de la ecuación debe ser también más grande.

La ecuación (10.23) muestra por qué resulta conveniente evaluar la entalpía para todas las sustancias con base en un estado estándar de referencia. En caso de que esto no se hiciera, la suma de cada término no podría ser convenientemente evaluada, ya que cada sustancia tendría su cambio de entalpía con base en diferentes estados de referencia.

Ejemplo 10.5

Calcule la temperatura de los productos de combustión que salen de un horno adiabático donde el metano se quema con un exceso de aire del 20%. El aire de combustión se ha precalentado hasta 200°C y el metano se ha precalentado hasta 80°C.

Solución

Este problema es semejante al del ejemplo 10.4, con la salvedad de que el combustible y el aire están **precalentados.** La ecuación del balance químico permanece igual. La primera ley, ecuación **(10.23),** resulta en este caso

$$\begin{aligned}[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{CO_2} + 2[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{H_2O} + 9.024[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{N_2} \\ + 0.4[\bar{h}(T_p) - \bar{h}^o]_{O_2} = [\bar{h}(T = 80°C) - \bar{h}^o]_{CH_4} \\ + 2.4[\bar{h}(T = 200°C) - \bar{h}^o]_{O_2} + 9.024[\bar{h}(T = 200°C) - \bar{h}^o]_{N_2} \\ - (-802{,}900)\ \text{kJ/kmol}\end{aligned}$$

Sustituyendo las expresiones polinomiales, como en el ejemplo 10.3, e iterando hasta encontrar 7” se obtiene una temperatura de 21993 = **3958°R.** Se encontró que los valores de los términos en el lado derecho para las **entalpías** de los reactivos y sus temperaturas respectivas fueron dominados por el nitrógeno (46300 **kJ),** con una contribución menor debida al oxígeno (12700 **kJ)** y una contribución aún más **pequeña** del metano (2000 **kJ).**

Comentarios

El **precalentamiento** de los reactivos aumenta la **entalpía** resultante y, por ende, la temperatura de los productos. Por lo tanto, cuando es posible emplear un **pre**calentador para aprovechar la energía disponible de los gases de chimenea o de alguna otra fuente de calor de desecho y aumentar la temperatura de los reactivos, particularmente del aire, la inversión resulta provechosa.

10.4.3 Aplicaciones

Ahora ya se pueden manejar los **cálculos** de la **combustión** en condiciones más amplias, pero queda aún el caso de los quemadores donde tiene lugar una transferencia de calor importante. En **tales** casos, se mantienen los términos de transferencia de calor y de trabajo de eje y la ecuación (10.23) queda

$$\bar{w} + \bar{q} = \sum_p n_p[\bar{h}_p(T_p) - \bar{h}_p^o] - \sum_r n_r[\bar{h}_r(T_r) - \bar{h}_r^o] + \bar{q}^o \qquad \textbf{(10.24)}$$

De nuevo, cada término se refiere a un mol de combustible. Por lo general, el término de **trabaio** de eje $\bar{w}$ es cero en sistemas de combustión.

Ejemplo 10.6

Se **diseña** la caldera de una planta de potencia para que transfiera 1700 MBtu/h de potencia térmica al fluido de trabajo. La caldera va a quemar gas natural (considérense las propiedades del metano) con 20% de exceso de aire. Los gases de chimenea de la planta deben mantenerse a una temperatura superior al menos en **300°F** a la del punto de rocío de los productos de combustión (de modo que el vapor de agua no se condense en la chimenea y cause problemas de corrosión). El metano y se **pre-**

calienta hasta 175°F y el aire se precalienta hasta 400°F. ¿Cuál es la rapidez de los flujos volumétricos (evaluados a las condiciones estándar de 77°F y 1 atm) requeridos del metano y del aire?

Solución

Primero se determina el punto de rocío de los gases de combustión. Una vez que esto se sabe se emplea la primera ley para calcular la transferencia de calor por mol de combustible y dicho valor, sumado a la potencia requerida en la salida, da la razón de flujo de combustible.

La ecuación de la reacción química es la misma que se dio en el ejemplo 10.4. Las moles totales del producto gaseoso por mol de combustible corresponden a $n_{CO_2} + n_{H_2O} + n_{N_2} + n_{O_2} = 1 + 2 + 9.024 + 0.4 = 12.42$. Por consiguiente, la fracción molar del vapor de H_2O es igual a $2/12.42 = 0.161$. Considerando que el vapor de agua se comporta como un gas ideal, su presión parcial se encuentra como $P_{H_2O} = 0.161 \times 14.7$ psia $= 2.37$ psia. A esta presión parcial corresponde una temperatura de saturación de (Tabla E.9) $T_{sat} = 129°F$, que corresponde a la temperatura del punto de rocío. Para 300°F sobre esta temperatura, o sea a 429°F = 889°R, la primera ley [Ec. (10.24)] se escribe

$$
\begin{aligned}
\bar{q} &= \sum_p n_p[\bar{h}_p(T_p) - \bar{h}_p^o] - \sum_r n_r[\bar{h}_r(T_r) - \bar{h}_r^o] + \bar{q}^o \\
&= [\bar{h}(T_p = 889°R) - \bar{h}^o]_{CO_2} + 2[\bar{h}(T_p = 889°R) - \bar{h}^o]_{H_2O} \\
&\quad + 9.024[\bar{h}(T_p = 889°R) - \bar{h}^o]_{N_2} + 0.4[\bar{h}(T_p = 889°R) - \bar{h}^o]_{O_2} \\
&\quad - [\bar{h}(T = 635°R) - \bar{h}^o]_{CH_4} - 2.4[\bar{h}(T = 860°R) - \bar{h}^o]_{O_2} \\
&\quad - 9.024[\bar{h}(T = 860°R) - \bar{h}^o]_{N_2} + (-345{,}100) \quad \text{Btu/lbmol}
\end{aligned}
$$

Obsérvese que no es necesario iterar, ya que se conocen las temperaturas para la evaluación de cada propiedad. Empleando la expresión polinomial para $\bar{c}_p$, con el fin de encontrar los cambios de la entalpía, se obtiene $\bar{q} = -339{,}500$ Btu/lbmol de combustible. Por lo tanto, la rapidez requerida del flujo molar del metano es

$$
\dot{n}_{CH_4} = \frac{\dot{Q}_{planta}}{\bar{q}} = \frac{1.7 \times 10^9 \text{ Btu/h}}{339{,}500 \text{ Btu/lbmol}} = 5.01 \times 10^3 \text{ lbmol/h}
$$

Mediante la relación de gases ideales se encuentra el valor de v para el metano a T = 537°R y 1 atm como

$$
\begin{aligned}
v_{CH_4} &= \frac{\bar{R}T}{P} = \frac{0.7302 \text{ ft}^3 \cdot \text{atm/(lbmol} \cdot °\text{R)} \times 537°\text{R}}{1 \text{ atm}} \\
&= 392 \text{ ft}^3\text{/lbmol}
\end{aligned}
$$

La rapidez requerida del flujo volumétrico del metano resulta

$$
\begin{aligned}
\dot{V}_{CH_4}(T = 537°R, 1 \text{ atm}) &= (\dot{n}v)_{CH_4} = 5010 \times 392 = 1.96 \times 10^6 \text{ ft}^3\text{/h} \\
&= 544 \text{ ft}^3\text{/s}
\end{aligned}
$$

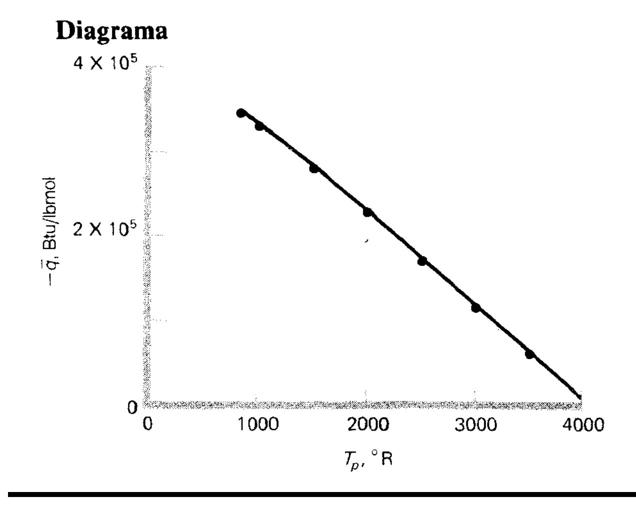
En el ejemplo 10.5 se encontró una RAC igual a 11.4, por lo que la rapidez requerida del flujo volumétrico del aire es igual a

$$
\dot{V}_{aire}(T = 537°R, 1 \text{ atm}) = (\text{RAC})\, \dot{V}_{CH_4}) = 6210 \text{ ft}^3\text{/s}
$$

Comentarios

Conforme se permite que la temperatura de los gases de chimenea (productos) aumente, cada vez se tiene menos energía disponible en este proceso de combustión para transferir calor al vapor de agua en la caldera. La figura muestra la variación del calor trasferido con el aumento de la temperatura de los gases de chimenea para los datos de combustible, exceso de aire y precalentamiento acordados. Obsérvese que la energía disponible para la transferencia de calor tiende a cero cuando la temperatura tiende al valor encontrado para la combustión adiabática del ejemplo 10.5.

Diagrama



10.5 Aplicaciones de la segunda ley a los procesos de combustión

Todos los cálculos de las propiedades del combustible (entalpía de combustión, temperatura de flama adiabática y las aplicaciones de dichas propiedades (combustible y aire precalentados, efectos del exceso de aire, cálculos para el horno y la caldera) se han basado únicamente en el empleo de la primera ley a sistemas reactivos. La segunda ley también tiene importantes usos tanto en las reacciones de combustión como en las químicas. Se van a estudiar dos tipos generales de las aplicaciones de la segunda ley: la determinación de la posibilidad de reacción para un conjunto de condiciones dado y el análisis de la eficiencia termodinámica global de un sistema donde la reacción química juega un papel importante.

10.5.1 Determinación de la posibilidad de reacción: combustión adiabática

Una consecuencia de la segunda ley es que la generación de entropía en cualquier proceso adiabático es mayor o igual a cero. Tácitamente se ha supuesto hasta ahora **que** las **reacciones** químicas empleadas en este capítulo ocurren en realidad; es decir, que metano mezclado con aire presenta una reacción de combustión de la que resulta

la formación de los productos de combustión bajo la forma de CO, y H_2O. La experiencia indica que esto puede ocurrir; sin embargo, si no existen ciertas condiciones especiales (por ejemplo, la presencia de una fuente de ignición) la reacción tiene un carácter contingente. El empleo de la segunda ley permite predecir si una reacción química dada puede ocurrir, como se verá después. El que la reacción ***sea posible,*** de hecho acontezca ***y*** con qué ***rapidez*** tenga lugar depende de otros factores (la presencia de una fuente de ignición o de un catalizador, por ejemplo). Estos factores se estudian en el tema de cinética química y quedan fuera del alcance de este texto.

La aplicación de la segunda ley, para determinar si una reacción tiene lugar, es directa. Se va a probar en un reactor adiabático, en flujo estable, si la generación de entropía es positiva. De ser así, la reacción es factible. Sin embargo, si la generación de la entropía calculada resulta negativa, entonces la reacción propuesta no es posible. Si la generación de la entropía resulta igual a cero, entonces la reacción química es reversible (Esta idea será tratada más ampliamente en el capítulo ll, en el caso de reacciones que no se completan y donde se ha alcanzado el equilibrio químico.)

La segunda ley requiere (Tabla 5.3), para un reactor adiabático y en flujo estable, que

$$\dot{S}_{gen} = \sum_p \dot{n}_p \bar{s}_p - \sum_r \dot{n}_r \bar{s}_r \geq 0 \qquad (10.25)$$

Ejemplo 10.7

Se precalienta metano a 80°C y se quema con un 20% de exceso de aire, el cual ha sido precalentado a 200°C. ¿Es posible esta reacción de acuerdo con la segunda ley?

Solución

La ecuación de la reacción química es igual a la de los ejemplos 10.4 y 10.5. En el ejemplo 10.5 se encontró la temperatura de los productos igual a 2199 K. Los datos requeridos se toman de la tabla C.10:

Reactivo	Moles	$\bar{s}^o$, kJ/(kmol · K)	Producto	Moles	$\bar{s}^o$, kJ/(kmol · K)
CH_4	1	186.3	CO_2	1	213.7
O_2	2.4	205.03	O_2	0.4	205.03
N_2	9.024	191.5	N_2	9.024	191.5
	12.424		H_2O (vapor)	2	188.7
				12.424	

Ahora es necesario calcular los valores de la entropía en las condiciones que presentan los reactivos y los productos. Dado que la combustión tiene lugar a una presión total de 1 atm y que los materiales actúan como una mezcla de gases ideales, la presión parcial de cada constituyente i de los reactivos y de los productos está dada por [Ec. (9.23)] $P_i = (n_i/n)(101.2 \text{ kPa})$. La entropía de cada constituyente en

las condiciones conocidas de temperatura y de presión parcial se obtiene mediante la ecuación (9.40*a*) modificada para dar la entropía estándar:

$$\bar{s} = \bar{s}^o + \int_{298}^{T} \frac{\bar{c}_P(T)}{T}\,dT - \bar{R}\ln\frac{P_i}{P^o}$$
$$= \bar{s}^o + \int_{298}^{T} \frac{\bar{c}_P(T)}{T}\,dT - \bar{R}\ln\frac{n_i}{n}$$
$$= \bar{s}^o + \int_{298}^{T} \frac{\bar{c}_P(T)}{T}\,dT - \bar{R}\ln P_i$$

Obsérvese que las dos formas finales de la ecuación sólo son válidas con una presión total de 1 atm en el quemador. Para todas las sustancias en este problema, a excepción del metano, las tablas D.2 a D.7 resultan adecuadas y dan los valores de

$$\bar{s}^o + \int_{298}^{T} \frac{\bar{c}_P(T)}{T}\,dT$$

directamente. (Nota: Los valores de las tablas se expresan por unidad de masa y no por mole). Para el metano, es posible emplear las expresiones polinomiales para $\bar{c}_p$ (7') de la tabla D.l.

De estos cálculos se obtiene lo siguiente:

Reactivo	T, K	$\frac{n_i}{n}$	$\bar{s}(T,P)$, kJ/(kmol · K)	Producto	T, K	$\frac{n_i}{n}$	$\bar{s}(T,P)$, kJ/(kmol · K)
CH_4	353	0.0805	213.5	CO_2	2 199	0.0805	336.1
O_2	473	0.1932	232.6	O_2	2 199	0.0322	301.0
N_2	473	0.7263	207.8	N_2	2199	0.7263	258.2
				H_2O	2199	0.1610	284.8

Al sustituir en la ecuación (10.21), para 1 kmol de combustible, queda

$$\bar{s}_{gen} = (1 \times 336.10 + 0.4 \times 301.0 + 9.024 \times 258.2 + 2 \times 284.8) - (1 \times 213.5 + 2.4 \times 232.6 + 9.024 \times 207.8)$$
$$= 3356.1 - 2646.9 = +709.2 \text{ kJ/(kmol}\cdot\text{K)} > 0$$

por lo tanto, la reacción es posible, como ya se esperaba.

Comentarios

Las referencias 1 a 3 contienen excelentes fuentes de datos para ayudar a la solución de este tipo de problemas, las cuales simplifican grandemente los cálculos necesarios para la obtención de resultados exactos.

10.5.2 Determinación de la posibilidad de reacción: problemas generales de la combustión

Cuando el reactor no es adiabático, resulta posible retirar o agregar energía mediante una transferencia de calor con los alrededores. Es necesario modificar la segunda

ley para incluir los cambios de entropía debidos a la transferencia de calor. La generación de entropía debe permanecer positiva para que la reacción considerada tenga la posibilidad de completarse. En tal caso, la generación de entropía de un sistema compuesto por el quemador y los alrededores es

$$S_{gen} = \sum_p n_p \bar{s}_p - \sum_r n_r \bar{s}_r - \frac{Q}{T_0} \tag{10.26}$$

donde T_o es la temperatura absoluta de los alrededores hacia los que existe una transferencia de calor. En esta ecuación, la entropía de mezclado (Cap. 9) no se establece explícitamente pero se encuentra incluida en los términos $\Sigma n\bar{s}$. Si los reactivos no se mezclan antes de entrar al quemador, entonces el término de entropía de mezclado no debe incluirse; sin embargo, es frecuente que estén mezclados. Los productos están invariablemente mezclados y debe incluirse el término de mezclado. En muchos problemas de ingeniería, el efecto del término de entropía de mezclado en los resultados de S_{gen} es **pequeño.** Si se divide la ecuación (10.26) entre el número de moles de combustible, se encuentra la generación de entropía por mol de combustible, o sea

$$\bar{s}_{gen} = \frac{1}{n_c}\left(\sum_p n_p \bar{s}_p - \sum_r n_r \bar{s}_r\right) - \frac{\bar{q}}{T_0} \tag{10.27}$$

Ahora se emplea la **ecuación** (10.24) de la primera ley general con $w = 0$ para eliminar $\bar{q}$, obteniéndose (por una mol de combustible)

$$\bar{s}_{gen} = \sum_p n_p \bar{s}_p - \sum_r n_r \bar{s}_r - \frac{\sum n_p[\bar{h}_p(T_p) - \bar{h}_p^o] - \sum_r n_r[\bar{h}_r(T_r) - \bar{h}_r^o] + \bar{q}^o}{T_0} \tag{10.28}$$

Esta última ecuación también se puede obtener mediante la ecuación (7.6) con las modificaciones debidas a las reacciones químicas y el trabajo nulo. Volviendo a acomodar la ecuación (10.28) se obtiene

$$\bar{s}_{gen} = \frac{1}{T_0}\left\{\sum_p n_p[T_0\bar{s}(T) - \bar{h}(T)]_p - \sum_r n_r[T_0\bar{s}(T) - \bar{h}(T)]_r\right\} + \frac{1}{T_0}\left(\sum_p n_p\bar{h}_p^o - \sum_r n_r\bar{h}_r^o - \bar{q}^o\right) \tag{10.29}$$

Observando que la expresión entre paréntesis del término final es cero [Ec. (10.1 1)], finalmente queda

$$\bar{s}_{gen} = \frac{1}{T_0}\left\{\sum_{np} n_p[T_0\bar{s}(T) - \bar{h}(T)]_p - \sum_r n_r[T_0\bar{s}(T) - \bar{h}(T)]_r\right\} \tag{10.30}$$

Se van a examinar algunos casos especiales. Para un quemador adiabático, el término final de la ecuación (10.27) o (10.28) se hace cero y la ecuación se reduce a la ecuación (10.25).

Función de Gibbs estándar de reacción

Para un quemador isotérmico que opere a la temperatura $T_o = T_r = T_p$, la ecuación (10.30) para una mol de combustible, después de emplear la función de Gibbs ($\bar{g} = \bar{h}$ — ír”), se transforma en

$$\bar{s}_{gen} = \frac{1}{T_0}\left[\sum_r n_r \bar{g}_r(T_0) - \sum_p n_p \bar{g}_p(T_0)\right] \quad (10.31)$$

Dado que $\bar{s}_{gen}$ debe ser mayor o igual a cero para que la reacción tenga lugar, para hacer que la reacción sea **isotérmica** y reversible a la temperatura de los alrededores se requiere que

$$\sum_p n_p \bar{g}_p \leq \sum_r n_r \bar{g}_r \quad (10.32)$$

Resulta obvio que la función de Gibbs es una propiedad muy importante para determinar si una reacción particular es contingente.

Los valores de la función de Gibbs al estado estándar de referencia $\bar{g}^o$ se calculan fácilmente mediante

$$\bar{g}^o = \bar{h}^o - 298\ \bar{s}^o \text{ kJ/kmol} \quad (10.33a)$$

0

$$\bar{g}^o = \bar{h}^o - 537\ \bar{s}^o \text{ Btu/lbmol} \quad (10.336)$$

Si la reacción en cuestión se lleva a cabo al estado estándar de referencia, entonces

$$\Delta\bar{g}_f^o = \sum_p n_p \bar{g}_p^o - \sum_r n_r \bar{g}_r^o \leq 0 \quad (10.34)$$

El valor de $\Delta\bar{g}^o$ recibe el nombre de ***función de Gibbs estándar de reacción o*** el de ***energía libre estándar de reacción,*** y debe ser negativa para que la reacción tenga posibilidad de ocurrir espontáneamente, como se muestra por la ecuación (10.32). Los valores de $\Delta\bar{g}^o$ se encuentran en la tabla C.9. Las relaciones de la segunda ley desarrolladas aquí se amplían y aplican a otros tipos de reacciones químicas en el capítulo 11.

Trabajo útil entregado por un quemador

Para determinar la disponibilidad de entrega de un trabajo reversible útil por un quemador que opere en flujo estable, es posible consultar la ecuación (7.10) y modificarla para tener en cuenta la presencia de una mezcla combustible, obteniéndose

$$\bar{w}_{rev} = \sum_p n_p(\bar{h} - T_0\bar{s})_p - \sum_r n_r(\bar{h} - T_0\bar{s})_r \quad (10.35)$$

para una mol de combustible y donde se han despreciado los cambios de las energías cinética y potencial. Si la combustión tiene lugar isotérmicamente a la temperatura de los alrededores, entonces

$$\bar{w}_{rev} = \sum_p n_p \bar{g}(T_{a/r})_p - \sum_r n_r \bar{g}(T_{a/r})_r \quad (10.36)$$

y de nuevo se observa la importancia de la función de Gibbs. Si se toma a la temperatura de los alrededores como la temperatura estándar de referencia de 298 K (537°R), entonces

$$\bar{w}_{\text{rev}} = \sum_p n_p \bar{g}_p^o - \sum_r n_r \bar{g}_r^o = \Delta \bar{g}_f^o \qquad (10.37)$$

y el trabajo reversible, para la reacción de combustión realizada adiabáticamente a la temperatura y presión de referencia estándares, resulta simplemente igual a la energía libre de Gibbs estándar de reacción. Obsérvese que

$$\bar{w}_{\text{rev}} = \Delta \bar{g}_f^o = \Delta \bar{h}_f^o - 298\, \Delta \bar{s}^o \quad \text{kJ/kmol} \qquad (10.38)$$

y el trabajo reversible se puede interpretar como aquel que proviene de la entalpía estándar de reacción menos el "trabajo no disponible", 298 $\Delta \bar{s}^o$ kJ/kmol.

Ejemplo 10.8

Se emplea el sistema de combustión descrito en el ejemplo 10.6 para impulsar un generador. Calcule la potencia mecánica máxima que se puede obtener del quemador cuando los alrededores se encuentran a 25°C.

Solución

Se deben encontrar los valores de la entropía de los productos y de los reactivos para emplear la ecuación (10.35), con el fin de determinar el trabajo reversible realizado por mol de combustible. Del ejemplo 10.7, estos valores están disponibles para los reactivos. Para los productos, $\bar{s}$ debe calcularse a la temperatura de salida que, en el ejemplo 10.6, se encontró igual a 494 K. Los valores se calculan como en el ejemplo 10.7:

Reactivo	T, K	$\frac{n_i}{n}$	$\bar{s}(T,P)$, kJ/(kmol · K)	Producto	T, K	$\frac{n_i}{n}$	$\bar{s}(T,P)$, kJ/(kmol · K)
CH_4	353	0.0805	213.5	CO_2	494	0.0805	255.4
O_2	473	0.1932	232.6	O_2	494	0.0322	248.9
N_2	473	0.1263	207.8	N_2	494	0.7263	209.1
				H_2O	494	0.1610	221.2

Sustituyendo en la ecuación (10.35) se obtiene

$$\bar{w}_{\text{rev}} = \sum_p n_p(\bar{h} - T_0\bar{s})_p - \sum_r n_r(\bar{h} - T_0\bar{s})_r$$

$$= \sum_p (n\bar{h})_p - \sum_r (n\bar{h})_r - 298\left[\sum_p (n\bar{s})_p - \sum_r (n\bar{s})_r\right]$$

Note que el valor de $\sum_p (n\bar{h})_p - \sum_r (n\bar{h})_r$ es igual a $-$ 789,400 kJ/kmol

Obsérvese que el valor de es igual a -789400 kJ/kmol de combustible, ya que según la primera ley es igual a $\bar{q}$. Haciendo esta sustitución e introduciendo las entropías

de los productos y de los reactivos se obtiene

$$\bar{w}_{rev} = -789\,400 - 298(2684.1 - 2646.9) = -800\,500 \text{ kJ/kmol}$$
$$= -342\,000 \text{ Btu/lbmol}$$

Empleando la rapidez del flujo molar, cuyo valor se encontró en el ejemplo 10.6 igual a $\dot{n}$ = 0.630 kmol/s, se obtiene la potencia reversible entregada por el quemador:

$$\dot{W}_{rev} = \dot{n}\bar{w}_{rev} = (0.630 \text{ kmol/s})(-800\,500 \text{ kJ/kmol}) = -504 \text{ MW}$$
$$= -1720 \text{ MBtu/h}$$

Comentarios

Obsérvese que el trabajo reversible (-800 500 kJ/kmol) tiene un valor próximo al de la energía retirada por transferencia de calor en el quemador (-789 400 kJ/kmol). Esto se debe a que el valor del término $T_o\,\bar{s}$ es relativamente pequeño en comparación con los valores de los términos que contiene a la entalpía. Generalmente esto sucede en la combustión de hidrocarburos. Igualmente, la potencia reversible es mayor que la potencia obtenida para el horno del ejemplo 10.6 (5MW), puesto que cierta potencia es arrastrada fuera del horno por los gases de chimenea.

10.6 Aplicación a aparatos reales: eficiencia de los aparatos de combustión

En un aparato real donde el objetivo es la entrega de trabajo, tal como una máquina de combustión interna, la cantidad de energía utilizada es menor que la calculada como disponible por el proceso de combustión. Ya se ha visto que el trabajo reversible disponible de la reacción de combustión es menor que la energía liberada calculada mediante la primera ley, en consecuencia, el límite superior de la energía que puede obtenerse de cualquier aparato real donde tiene lugar la combustión está dado por la ecuación (10.36). Así pues, parece razonable definir la eficiencia de un aparato real en función de la fracción del trabajo reversible obtenido. Sin embargo, históricamente se empleaba una eficiencia de la "primera ley" para los procesos de combustión donde se producía trabajo, como es el caso de los ciclos de potencia descritos en el capítulo 6. Por lo tanto, se define una eficiencia alterna de las máquinas térmicas como el trabajo real entregado entre el valor negativo de la entalpía de combustión del combustible, o sea

$$\eta_{th} = \frac{w}{-q^o} \tag{10.39}$$

Debe recordarse que el valor de q^o depende de si el agua, en los productos de combustión, se considera líquida o vapor. La elección obviamente cambia el valor de la eficiencia térmica calculada para una máquina dada.

En aparatos donde se desea como resultado la máxima transferencia de calor (TC) más que el trabajo, tales como hornos, calentadores de agua, generadores de vapor, etc., la *eficiencia se* define como el calor real transferido en el aparato, dividido entre el valor calorífico superior del combustible (VCS), es decir

$$\eta_{TC} = \frac{-q}{VCS} \tag{10.40}$$

Finalmente, como ya se mencionó antes, en algunos aparatos el resultado deseado de la combustión es la obtención de temperaturas elevadas. Esto es verdad para ciertos procesos de combustión en las máquinas de combustión interna, con eficiencias que dependen de la temperatura de combustión, y en algunos hornos de procesos donde debe alcanzarse una temperatura particular. En tales casos, para obtener la temperatura deseada se requiere, una inyección de combustible adicional al necesario para la combustión estequiométrica; en otras palabras, se necesita una mezcla rica en combustible. Por lo tanto, la relación aire-combustible (RAC) real se reduce por abajo del valor estequiométrico. La ***eficiencia de la combustión se*** define entonces como

$$\eta_{comb} = \frac{(RAC)_{actual}}{(RAC)_{ideal}} = \frac{(RCA)_{ideal}}{(RCA)_{actual}} \tag{10.41}$$

donde RCA es la relación combustible-aire (la inversa de RAC).

Ejemplo 10.9

Para el quemador descrito en el ejemplo 10.6, encuentre la eficiencia de transferencia de calor.

Solución

La cantidad de calor transferido por mol de combustible es igual a -339 500 Btu/lbmol de combustible. El VCS del metano se calculó en el ejemplo 10.2, dando 383 100 Btu/lbmol, por lo que la eficiencia de transferencia de calor [Ec. (10.40)] resulta

$$\eta_{TC} = -\frac{-339400}{383\ 100} = 0.89 = 89\%$$

Problemas

10.1 Empleando los datos de la entalpía de formación de la tabla C.9, calcule la entalpía de combustión del metano (CH_4), del etano (C_2H_6) y del propano (C_3H_8). Con base en las diferencias entre los miembros sucesivos de esta familia de hidrocarburos, prediga el valor de la entalpía de combustión del butano (C_4H_{10}). Compruebe su predicción comparándola con el resultado de la tabla C. 11.

10.2 Halle la entalpía estándar de combustión de *a*) H_2, *b*) CO y c) C_2H_5OH.

10.3S Grafique la entalpía estándar del metano contra la temperatura en el intervalo 25 < T < 200°C. Con estos datos y los de

$\Delta\bar{g}_f^o$ de la tabla C.9, aunados a la relación de Gibbs—Helmholtz, estime la función de Gibbs de combustión a 200°C.

10.31 Grafique la entalpía estándar del metano contra la temperatura en el intervalo 80 $< T <$ 400°F. Con estos datos y los de $\Delta\bar{g}_f^o$ de la tabla C.9, aunados a la relación de Gibbs—Helmholtz, estime la función de Gibbs de combustión a 400°F.

10.4 Derive una relación entre los valores caloríficos altos y bajos de un combustible hidrocarbonado general C_nH_m en términos de la fracción másica del hidrógeno en el combustible y el calor de vaporización del agua.

10.5s Un mol de metano reacciona estequiométricamente con aire en un recipiente adiabático y a volumen constante. Si los reactivos se encuentran inicialmente a 25°C y 1 atm, ¿cuál es la temperatura final que se alcanza en el recipiente? Compare su resultado con el que se obtuvo en el ejemplo 10.3. (Con frecuencia a la temperatura que se calcula para un proceso a volumen constante se le llama ***temperatura de explosión*** del gas .)

10.51 Un mol de metano reacciona estequiométricamente con aire en un recipiente adiabático y a volumen constante. Si los reactivos se encuentran inicialmente a 77°F y 1 atm, ¿cuál es la temperatura final que se alcanza en el recipiente? Compare su resultado con el que se obtuvo en el ejemplo 10.3. (Con frecuencia a la temperatura que se calcula para un proceso a volumen constante se le llama ***temperatura de explosión*** del gas.)

10.6 El combustible vendido por una estación de servicio efectivamente contiene 10% de alcohol etílico (C_2H_5OH) y 90% de octano (C_8H_{18}) en volumen. Calcule la entalpía de combustión de esta mezcla, considerando que inicialmente se encuentra en forma gaseosa y que todos los productos de combustión son también gaseosos.

10.7s Los materiales empleados usualmente para la conversión de biomasa a metano tienen las fórmulas químicas y los valores caloríficos que aparecen en las tablas que se dan a continuación. Para cada uno, calcule la cantidad de energía liberada

Sustancia	Fórmula	VCS, kJ/kg
Viruta de madera (aserrín)	$C_{10}H_{24}O_{11}$	14,600
Estiércol	CH,,,. $4H_2O$	*13,900*
Bagazo (subproducto en la manufactura del azúcar de caña)	$C_4H_6O_5 \cdot 6H_2O$	*9,300*
Desechos municipales típicos	$CH_3 \cdot 3H_2O$	*20,000*
Desechos de las plantas químicas	CH,,	*32,600*

por la combustión del metano resultante por kilogramo de la biomasa original. Compare este resultado con la energía liberada por la **combustión** directa de un kilogramo de cada material, Considere que todos los procesos de combustión tienen lugar a las condiciones estándar de 1 atm y 25°C y sin exceso de aire.

10.71 Los materiales empleados usualmente para la conversión de biomasa a metano, tienen las fórmulas químicas y los valores caloríficos que aparecen en las tablas que se dan a continuación. Para cada uno, calcule la cantidad de energía liberada por la **combustión** del metano resultante por kilogramo de la biomasa original. Compare este resultado con la energía liberada por la combustión directa de un kilogramo de cada material. Suponga que todos los procesos de combustión tienen lugar a las condiciones estándar de 1 atm y 77°F y sin exceso de aire.

Sustancia	Fórmula	VCS, Btu /lbm
Viruta de madera (aserrín1	$C_{10}H_{24}O_{11}$	6,300
Estiércol	CH,., $\cdot 4H_2O$	5,970
Bagazo (subproducto en la manufactura del azúcar de caña)	$C_4H_6O_5 \cdot 6H_2O$	4,000
Desechos municipales típicos	CH,. $3H_2O$	8,580
Desechos de las plantas químicas	CH, $_6$	14,000

10.8 Establezca las relaciones de los coeficientes estequiométricos para la reacción de combustión con la cantidad X de exceso de aire y según la forma

$$C_nH_m + A_1\text{Air} \rightarrow A_2CO_2 + A_3H_2O + A_4\text{Air} + A_5N_2$$

además, determine $A_1, A_2, \ldots, A_5$ en función de m, n y X.

10.9 Encuentre la temperatura teórica de flama adiabática para el butano.

10. 10S Encuentre la temperatura de los productos de combustión del butano cuando éste se quema en un quemador adiabático, con flujo estable, a 1 atm y con 40% de exceso de aire precalentado a 200°C.

10.101 Encuentre la temperatura de los productos de combustión del butano cuando éste se quema en un quemador adiabático, con flujo estable, a 1 atm y con 40% de exceso de aire precalentado a 400°F.

10.1 1S Grafique la temperatura de los gases de chimenea que salen de un quemador adiabático, con flujo estable, contra el exceso

de aire en el intervalo de 0 a 150%. El combustible es propano y tanto el combustible como el aire entran al quemador a 1 atm y 25°C.

10.111 Grafíque la temperatura de los gases de chimenea que salen de un quemador adiabático, con flujo estable, contra el exceso de aire en el intervalo de 0 a 150%. El combustible es propano y tanto el combustible como el aire entran al quemador a 1 atm y 77°F.

10. 12S Grafique la temperatura de los gases de chimenea contra la temperatura del aire precalentado para un quemador adiabático, con flujo estable, en el que el propano se quema con un exceso de aire del 20%. El combustible y el aire entran al quemador a 1 atm y 25°C. La temperatura de precalentamiento del aire está comprendida en el intervalo de 25 a 400°C.

10.121 Grafique la temperatura de los gases de chimenea contra la temperatura del aire precalentado para un quemador adiabático, con flujo estable, en el que el propano se quema con un exceso de aire del 20%. El combustible y el aire entran al quemador a 1 atm y 77°F. La temperatura de precalentamiento del aire está comprendida en el intervalo de 77 a 750°F.

10.13S Para evaporar agua saturada a 300 kPa, se emplea un horno alimentado con gas natural. El gas natural tiene una rapidez de flujo volumétrico de 10 m^3/s y se quema con 20% de exceso de aire. El aire y el gas entran al horno a 25°C y 1 atm. Si los gases de combustión deben salir del horno a una temperatura superior a 300°C, ¿cuál es la rapidez del flujo del agua, en kilogramos por segundo, que puede ser evaporada en este horno? (Considere el gas natural con las mismas propiedades que el metano.)

10.131 Para evaporar agua saturada a 50 psia, se emplea un horno alimentado con gas natural. El gas natural tiene una rapidez de flujo volumétrico de 300 ft^3/s y se quema con 20% de exceso de aire. El aire y el gas entran al horno a 77°F y 1 atm. Si los gases de combustión deben salir del horno a una temperatura superior a 575°C, ¿cuál es la rapidez del flujo del agua, en libras masa por segundo, que puede se evaporada en este horno? (Considere al gas natural con las mismas propiedades que el metano.)

10. 14S Un calentador de agua en una granja emplea butano para calentar el agua. El butano se quema con 50% de exceso de aire y tanto el aire como el butano entran al quemador del calentador a 25°C y 1 atm. Los gases de escape salen del calentador a 130°C. Si la rapidez máxima del flujo al quemador, cuando éste funciona continuamente, es igual a 0.005 m^3/s, ¿cuánta

agua, en kilogramos por segundo, se puede calentar de 20 a 75°C?

10.141 Un calentador de agua en una granja emplea butano para calentar el agua. El butano se quema con 50% de exceso de aire y tanto el aire como el butano entran al quemador del calentador a 77°F y 1 atm. Los gases de escape salen del calentador a 250°F. Si la rapidez máxima del flujo al quemador, cuando éste funciona continuamente, es igual a 0.15 ft^3/s, ¿cuánta agua, en libras masa por segundo, se puede calentar de 65 a 160°F?

10.15S El propietario de la granja del problema 10.14S decide cambiar de proveedor de los tanques de gas. El nuevo proveedor entrega propano en lugar de butano. Todas las condiciones permanecen sin cambio.

a) ¿Cuánta agua se puede calentar, en kilogramos por segundo, empleando el propano?

b) ¿Qué relación en costos por kilogramo espera pagar el granjero, para estos combustibles, en función de su contenido energético?

10.151 El propietario de la granja del problema 10.141 decide cambiar de proveedor de los tanques de gas. El nuevo proveedor entrega propano en lugar de butano. Todas las condiciones permanecen sin cambio.

a) ¿Cuánta agua se puede calentar, en libras masa por segundo, empleando el propano?

b) ¿Qué relación en costos por libra masa espera pagar el granjero, para estos combustibles, en función de su contenido energético?

10.16S Grafique la generación de entropía por mol de combustible contra la temperatura, cuando el monóxido de carbono se quema adiabáticamente con las cantidades estequiométricas de aire. Emplee temperaturas desde 600 hasta 2000°C. Los reactivos entran a 25°C y 1 atm. ¿Qué concluye de esta gráfica?

10.161 Grafique la generación de entropía por mol de combustible contra la temperatura, cuando el monóxido de carbono se quema adiabáticamente con las cantidades estequiométricas de aire. Emplee temperaturas desde 1000 hasta 3600°F. Los reactivos entran a 77°F y 1 atm. ¿Qué concluye de esta gráfica?

10.17S Calcule el trabajo reversible por mol de combustible que se obtiene de la combustión de monóxido de carbono con el aire estequiométrico, cuando los productos de combustión salen a 400°C y los reactivos entran a 25°C y 1 atm. La temperatura de los alrededores es de 25°C.

10.171 Calcule el trabajo reversible por mol de combustible que se obtiene de la combustión de monóxido de carbono con el aire estequiométrico, cuando los productos de combustión salen a 750°F y los reactivos entran a 77°F y 1 atm. La temperatura de los alrededores es de 77°F.

10.18S Un combustible A para aviones tiene una entalpía de formación de -22570 kJ/kmol y una fórmula química equivalente a CH,.,. En el quemador de la turbina de un avión, el combustible A se quema con 10% de exceso de aire. El aire entra a la cámara de combustión a 1 atm y -50°C, en tanto que el combustible lo hace a su estado estándar de referencia y es gaseoso. ¿Cuál es la temperatura del gas que sale del quemador?

10.181 Un combustible A para aviones tiene una entalpía de formación de -21390 Btu/lbmol y una fórmula química equivalente a CH,.,. En el quemador de la turbina de un avión, el combustible A se quema con 10% de exceso de aire. El aire entra a la cámara de combustión a 1 atm y -60°F, en tanto que el combustible lo hace a su estado estándar de referencia y es gaseoso. ¿Cuál es la temperatura del gas que sale del quemador?

10.19 Se puede gasificar el carbón calentándolo y mezclándolo con vapor de agua mediante la reacción de ***desplazamiento del gas de agua***

$$C + H_2O \Leftrightarrow CO + H_2$$

El **gas** de **agua** resultante ($CO + H_2$) se vende en muchas ciudades como gas para iluminación. Considerando que el gas de agua tiene volúmenes iguales de CO y H_2,

a) Encuentre el valor calorífico superior del gas de agua.

b) Encuentre la temperatura de flama adiabática del gas de agua cuando se le quema con el aire estequiométrico.

10.20S Se propone un transporte supersónico avanzado (super TSA o STSA) cuya meta es una eficiencia de la máquina de 0.55. La relación de presiones en la turbina corresponde a 20 y la relación empuje a peso es 8.0. La temperatura de entrada a la turbina de este diseño es de 1560°C. Considerando que se emplea el combustible A para aviones (CH,,,, calor de formación = -22570 kJ/kmol), ¿cuál es el exceso de aire requerido para obtener la temperatura deseada? Suponga que el combustible a la entrada es gaseoso y se encuentra en el estado de referencia y que el aire entra a -30°C y 1 atm.

10.201 Se propone un transporte supersónico avanzado (super TSA o STSA) cuya meta es una eficiencia de la máquina de 0.55. La relación de presiones en la turbina corresponde a 20 y la relación empuje a peso es 8.0. La temperatura de entrada a la tur-

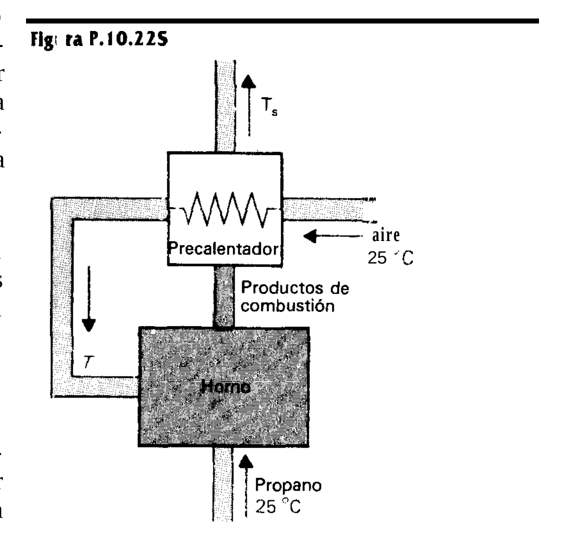
bina de este diseño es de 2800°F. Considerando que se emplea el combustible A para aviones (CH,,,, calor de formación = -21390 Btu/lbmol), ¿cuál es el exceso de aire requerido para obtener la temperatura deseada? Suponga que el combustible a la entrada es gaseoso y se encuentra en el estado de referencia y que el aire entra a -20°F y 1 atm.

10.21 Se quema hidrógeno gaseoso con 20% de exceso de aire en un quemador adiabático. Tanto el hidrógeno como el aire entran a las condiciones estándar de referencia. ¿Cuál es el punto de rocío de los productos de combustión?

10.22s Se quema propano con 10% de exceso de aire en un horno adiabático. El aire de combustión se precalienta en un intercambiador de calor (precalentador de aire) mediante el calor transferido por los productos de combustión. La temperatura de los productos de combustión se reduce a T_s en el precalentador. El aire entra al precalentador a 25°C. Véase la figura P10.22S.

¿Cuál será la temperatura de los productos de combustión a la salida del precalentador? (El propano entra al horno en las condiciones estándar de referencia.) Comente el efecto de la presencia del precalentamiento en su resultado. ¿Cómo se encontraría la temperatura *T* del aire que sale del precalentador?

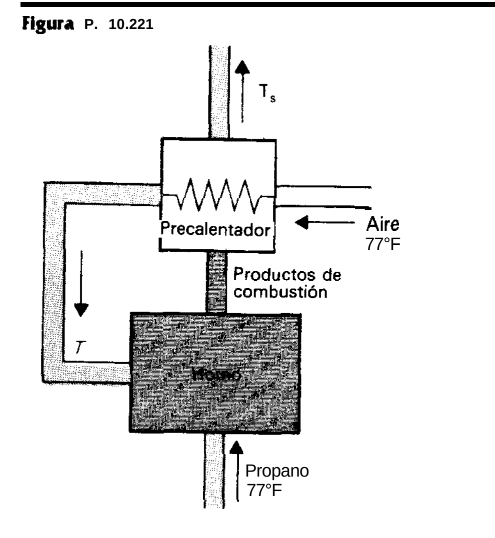
Figura P.10.22S



10.221 Se quema propano con 10% de exceso de aire en un horno adiabático. El aire de combustión se precalienta en un intercambiador de calor (precalentador de aire) mediante el calor transferido por los productos de combustión. La temperatura de los productos de combustión se reduce a T_s en el precalentador. El aire entra al precalentador a 77°F. Véase la figura P10.22I.

¿Cuál será la temperatura de los productos de combustión a la salida del precalentador? (El propano entra al horno en las condiciones estándar de referencia.) Comente el efecto de la presencia del precalentamiento en su resultado. ¿Cómo se encontraría la temperatura *T* del aire que sale del precalentador?

Figura P. 10.221



10.23S Butano y aire en 30% de exceso entran al quemador de una máquina de Brayton simple a 5 atm. El aire penetra a la temperatura con que salió del compresor (eficiencia del 70%) y el butano lo hace a la temperatura estándar de referencia. Después del proceso de combustión, los productos calientes pasan a la turbina (eficiencia del 75%) de donde salen a 1 atm. El aire es admitido en el compresor a 25°C y 1 atm. Véase la figura P10.23S.

¿Cuál es la eficiencia del ciclo? (¡No olvide los balances de masa!)

10.231 Butano y aire en 30% de exceso entran al quemador de una máquina de Brayton simple a 5 atm. El aire penetra a la temperatura con que salió del compresor (eficiencia del 70%) y el butano lo hace a la temperatura estándar de referencia. Des-pues del proceso de combustión, los productos calientes pasan a la turbina (eficiencia del 75%) de donde salen a 1 atm. El aire es admitido en el compresor a 77°F y 1 atm. Véase la figura **P10.23I.**

¿Cuál es la eficiencia del ciclo? (¡No olvide los balances de masa!)

10.24 Derive una expresión para la eficiencia (con base en la segunda ley) de un horno adiabático cuyo quemador opera con un combustible dado y un exceso de aire en cantidad especificada.

10.25S Se quema butano con 15% de exceso de aire. Tanto el butano como el aire entran en las condiciones estándar de referencia. Los productos de **combustión** se mezclan con 10% en volumen de aire frío a **25°C.** Véase la figura P10.25. **¿Cuáles** son la temperatura y el punto de rocío de la mezcla resultante?

10.251 Se quema butano wn 15% de exceso de aire. Tanto el butano como el aire entran en las condiciones estándar de referencia. Los productos de combustión se mezclan con 10% en volumen de aire frío a **77°F.** Véase la figura **P10.25. ¿Cuáles** son la temperatura y el punto de rocio de la mezcla resultante?

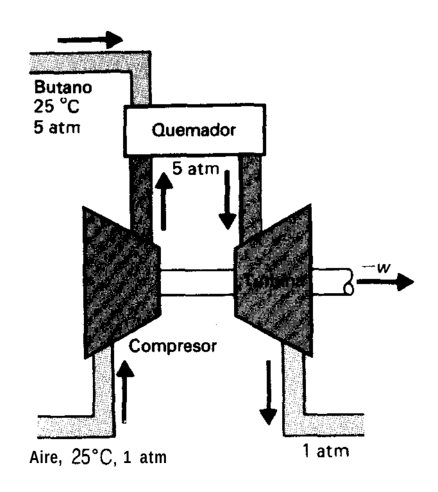


Figura P.10.23S

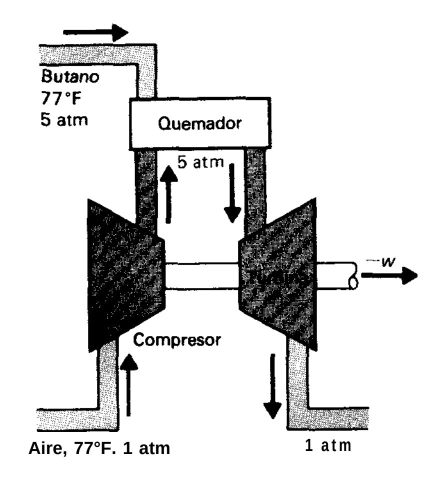


Figura P.10.23I

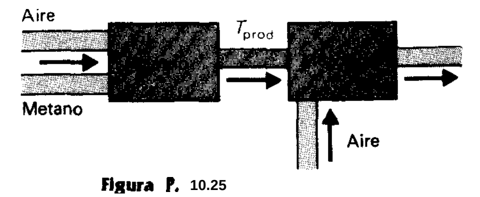


Figura P. 10.25

Referencias

1. Joseph H. Keenan, Jing Chao, and Joseph Kaye, *Gas Tables: Znternational Version,* 2d ed., Wiley, New York, 1983.
2. Joseph H. Keenan, J. Chao, and Joseph Kaye, *Gas Tables (English Units),* 2d ed., Wiley, New York, 1980.
3. GASPROPS, "A Computer Program for the Calculation of the Thermody namic Properties of Gases and Combustion Products, Wiley, New York, 1984.
4. Henry C. Bamett and Robert R. Hibbard, "Basic Considerations in the Combustion of Hydrocarbon Fuels with Air," NACA Rept. 1300, 1959.

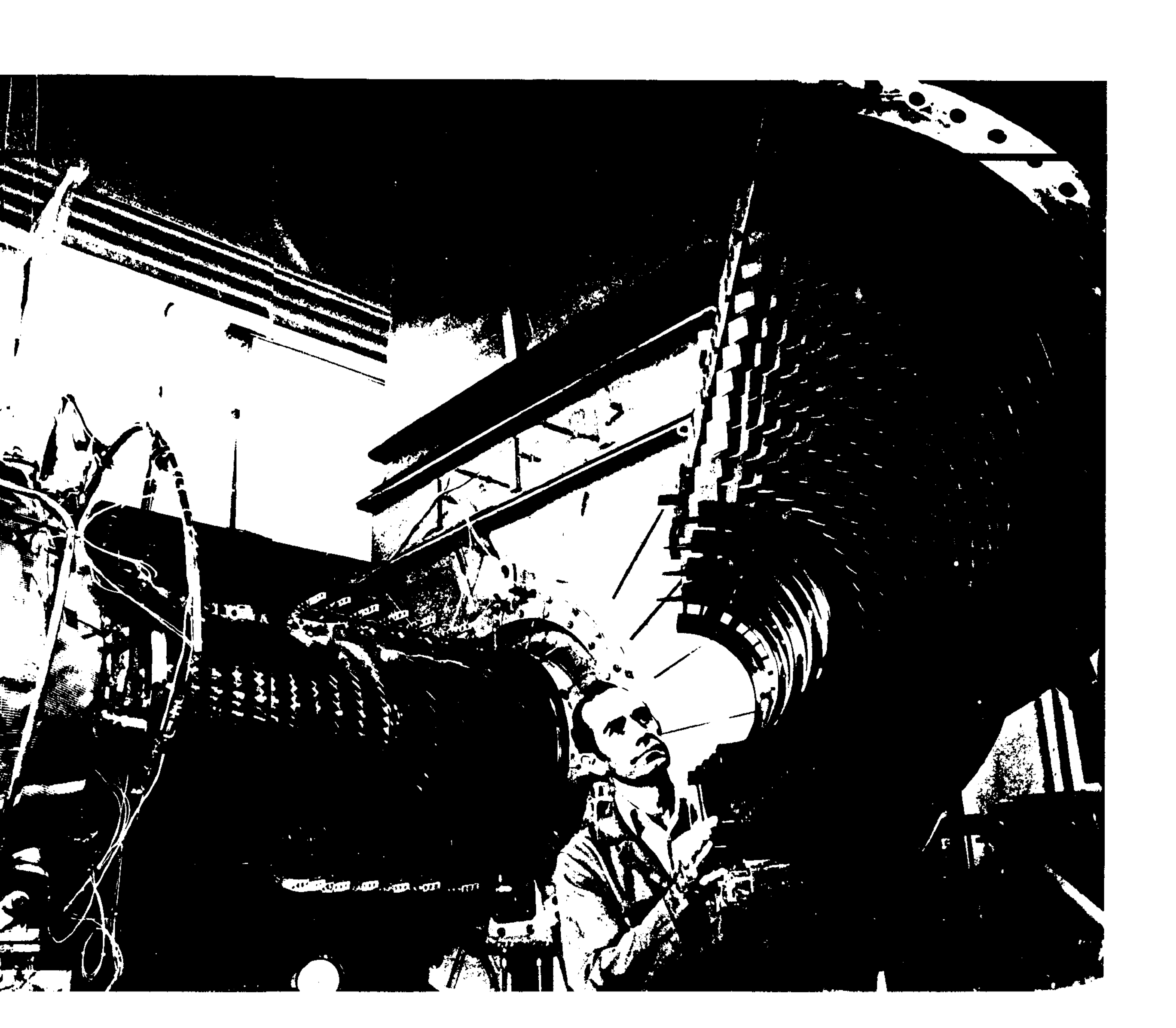
II

Equilibrio de fases y químico

El genio del hombre... nunca ideará una invención más hermosa, más simple o más directa que lo hecho por la naturaleza, pues en sus creaciones nada Falta y nada es superfluo.

Leonardo da Vinci

Sección de un compresor de una turbina de gas de 9000 kW, mostrando los álabes de la turbina sobre el eje central rotatorio y los álabes estacionarios (estator) en el corte de la caja.
(Solar Turbines, Inc.)



11.1 Relación de Gibbs-Duhem

En el capítulo 5 se estudió la entropía como una propiedad extensiva del equilibrio y se mostró que, para un sistema aislado, la entropía únicamente puede permanecer constante o aumentar. El enfoque se limitó a una sustancia simple compresible. En este capítulo, el tratamiento se ampliará y se estudiarán sistemas en equilibrio que **incluyen** tanto componentes individuales como multicomponentes, en donde se encuentra **presente** más de una fase, y **los** sistemas en que tienen lugar reacciones químicas. Muchos de los fundamentos de este capítulo ya han sido tratados: las ideas sobre equilibrio térmico y mecánico en el capítulo. 5, la introducción a las propiedades **molares** parciales en el capítulo. 9 y el empleo de propiedades estandar de referencia en el capítulo. 10.

La función de Gibbs para sistemas simples $g = h - Ts$ tiene utilidad en los problemas **que** tratan con componentes individuales y en algunos problemas referentes a mezclas de gases reales. Sin embargo, tiene un lugar privilegiado en el estudio de sistemas **que** se relacionan con fases y con equilibrio químico, al igual que la función **de** Helmholtz $a = u - Ts$. La función de Gibbs aparece en las formulaciones de procesos a presión constante, en tanto que la función de Helmholtz se encuentra generalmente en la descripción de procesos a volumen constante. Dado que muchos problemas prácticos de ingeniería tienen lugar a presión constante, se iniciará este estudio con un repaso de las propiedades de la función de Gibbs.

Considerando que la **función de Gibbs** es función de las variables $T, p, n_A, n_B, n_C, \ldots$ **la** diferencial total se escribe

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P,\, n_A,\, n_B,\, n_C, \ldots} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T,\, n_A,\, n_B,\, n_C, \ldots} dP + \left(\frac{\partial G}{\partial n_A}\right)_{T,\, P,\, n_B,\, n_C, \ldots} dn_A + \left(\frac{\partial G}{\partial n_B}\right)_{T,\, P,\, n_A,\, n_C, \ldots} dn_B + \cdots \quad (11.1)$$

En **la** sección. 9.9 se definió $(\partial G/\partial n_i)_{T,\, P,\, n_{j(j \neq i)}}$ como *la función de Gibbs molar parcial* $\bar{G}_A$. Para un proceso a presión y a temperatura constantes, la ecuación. (11.1) se expresa como

$$dG_{T,P} = \bar{G}_A\, dn_A + \bar{G}_B\, dn_B + \bar{G}_C\, dn_C + \cdots \quad (11.2)$$

Comúnmente se conoce la función de Gibbs molar parcial como *potencial electroquímico* o simplemente *potencial químico*, al que se le da el símbolo $\bar{\mu}$ y se define por

$$\left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{T,\, P,\, n_A, \ldots, n_{i-1},\, n_{i+1}, \ldots} \equiv \bar{\mu}_i \quad (11.3)$$

de esta forma, la ecuación. (11.2) queda

$$dG_{T,P} = \bar{\mu}_A\, dn_A + \bar{\mu}_B\, dn_B + \bar{\mu}_C\, dn_C + \cdots \quad (11.4)$$

Como se estudirá en la sección siguiente, el potencial químico es el potencial impulsor **para** la transferencia molar de componentes. La ecuación (11.4) se integra (re-

cuérdese que T y P se mantienen constantes) empleando un enfoque particular. Primero, se ve que $\bar{\mu}_i$ es una propiedad *intensiva* que depende de la cantidad *relativa* de cada componente presente. Cuando dn_i cambia de modo que las fracciones molares y_i no varíen (por adición o drenado de masa respecto a la fase en consideración), entonces $\bar{\mu}_i$ se mantiene constante y la ecuación (ll .4) se integra para dar

$$G_{T,P} = \bar{\mu}_A n_A + \mu_B n_B + \bar{\mu}_C n_C + \cdots \tag{11.5}$$

Este resultado se refiere a una fase simple con múltiples componentes, a cualquier temperatura y presión constantes, y relaciona la función de Gibbs de una solución o una mezcla con los potenciales químicos y las cantidades de cada componente en la fase. La diferencial total de la ecuación **(11.5),** para un sistema donde varían la composición y el potencial químico a temperatura y presión constantes, es

$$dG_{T,P} = \bar{\mu}_A\, dn_A + \bar{\mu}_B\, dn_B + \bar{\mu}_C\, dn_C + n_A\, d\bar{\mu}_A + n_B\, d\bar{\mu}_B + n_C\, d\bar{\mu}_C + \cdots \tag{11.6}$$

Al comparar la ecuación (ll .6) con la ecuación (ll .4), las cuales son relaciones generales para procesos a T y P constantes, se ve que

$$n_A\, d\bar{\mu}_A + n_B\, d\bar{\mu}_B + n_C\, d\bar{\mu}_C + \cdots = 0 \tag{11.7}$$

Esta relación es importante, como se verá posteriormente, y recibe el nombre de *ecuación de Gibbs-Duhem,* la que se aplica a cualquier fase dada de un sistema de multicomponentes con fases múltiples.

1 1.2 Equilibrio en sistemas inertes

Cuando se examina un sistema en que existen dos o más componentes en dos o más fases y se limita el estudio a la masa de control, mantenida a temperatura y presión constantes, sin cambio en las energías cinética o potencial, la primera ley se escribe

$$dU = \delta Q + \delta W \tag{11.8}$$

Si el sistema intercambia energía únicamente con los alrededores, la ecuación (5.74) puede sustituirse y obtenerse la desigualdad

$$T_0\, dS + \delta W - dU \geq \delta Q + \delta W - dU = 0 \tag{11.9}$$

donde esa desigualdad se vuelve igualdad únicamente cuando la masa de control realiza una transferencia de calor reversible. Además, si la única forma de trabajo presente corresponde al movimiento de frontera, la ecuación (ll .9) queda

$$T_0\, dS - P\, dV - dU \geq 0 \tag{11.10}$$

Con temperatura y presión constantes, la diferencial de la función de Gibbs $G = H - TS$ es

$$dG_{T,P} = dH - T\,dS = d(U + PV)_{T,P} - TdS = dU + P\,dV - T\,dS \quad (11.11)$$

y sustituyendo la ecuación (ll. 10) se encuentra

$$dG_{T,P} + (T - T_0)\,dS \leq 0 \quad (11.12)$$

1 1.2.1 Sistemas aislados

En un sistema aislado en equilibrio termodinámico, $dS = 0$; así, mediante el empleo de la ecuación (ll .4), la ecuación (ll. 12) queda

$$\begin{aligned} dG_{T,P} &= \sum_j \left[\sum_i (\bar{\mu}_i\,dn_i) \right]_{ji} \\ &= (\bar{\mu}_A\,dn_A + \bar{\mu}_B\,dn_B + \cdots)_a + (\bar{\mu}_A\,dn_A + \bar{\mu}_B\,dn_B + \cdots)_b \\ &\quad + (\cdots)_c + \cdots \leq 0 \end{aligned} \quad (11.13)$$

donde la suma sobre i indica la suma de cada componente en la fase j y la suma sobre j corresponde a la suma sobre las fases. Nuevamente, la igualdad se obtiene al equilibrio termodinámico.

De la ecuación (ll .5) se llega a una identidad importante para el potencial químico. Cuando existe un solo componente en una sola fase, se eliminan todos los términos en la ecuación (ll. 5) excepto uno; por lo tanto

$$\bar{\mu} = \bar{g} \quad (11.14)$$

De donde se ve que el potencial químico de un solo componente en una sola fase es igual a la función de Gibbs molar.

1 1.2.2 Equilibrio entre fases de un componente

En un sistema de dos fases con un solo componente (se elimina el subíndice i), el número total de moles del material es constante. Por lo tanto, si se transfiere masa de la fase a a la fase b se tiene que

$$d(n_a + n_b) = 0 \quad (11.15)$$

o

$$dn_a = -dn_b \quad (11.16)$$

Para el equilibrio termodinámico, la ecuación (ll. 13) da entonces

$$dG_{T,P} = \bar{\mu}_a\,dn_a - \bar{\mu}_b\,dn_a = 0 \quad (11.17)$$

o

$$\bar{G}_a = \bar{\mu}_a = \bar{\mu}_b = \bar{G}_b \quad (11.18)$$

Y así se ve que el potencial químico (función de Gibbs molar parcial) en ambas fases, de un sistema con un solo componente puro en equilibrio termodinámico, es el mismo. Este argumento se amplía a múlticomponentes en fases múltiples, llegándose a la conclusión de que el potencial químico de un componente dado es el mismo en cada fase.

Mediante la ecuación (ll. 13) se llega a una interpretación física importante del potencial químico. Para un sistema en dos fases de un solo componente, la ecuación (11.13) da

$$(\bar{\mu}_a - \bar{\mu}_b)\, dn_a \leq 0 \qquad (11.19)$$

La desigualdad implica que si, $\bar{\mu}_b > \bar{\mu}_a$ entonces $dn_a > 0$, o sea que la masa en la fase a trata de alejarse de la del potencial químico mayor. De forma alternativa, si, $\bar{\mu}_a > \bar{\mu}_b$ entonces $dn_b > 0$, indicando que el movimiento se realiza del potencial químico mayor al menor. Estos argumentos proponen el potencial químico como la fuerza impulsora de la transferencia de masa, a semejanza de la presentación de la temperatura y de la presión como fuerzas impulsoras de la transferencia de calor y del trabajo de expansión respectivamente, estudiados en la sección 5.4.

Escribiendo nuevamente la ecuación (ll. 17) junto con la ecuación (11.14), resulta

$$dG_{T,P} = \sum_j dG_j = \bar{g}_a\, dn_a + \bar{g}_b\, dn_b$$
$$= (\bar{h} - T\bar{s})_a\, dn_a + (\bar{h} - T\bar{s})_b\, dn_b = 0 \qquad (11.20)$$

la que, después de sustituir la ecuación (ll. 16), queda

$$\bar{s}_a - \bar{s}_b = \frac{\bar{h}_a - \bar{h}_b}{T} \qquad (11.21)$$

Si se sustituye la ecuación (8.11 c) en la ecuación (11.21), recordando que en toda esta sección el desarrollo ha sido para procesos isotérmicos e isobáricos, el resultado es

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{fase de cambio}} = \frac{\bar{h}_{ab}}{T\bar{v}_{ab}} = \frac{h_{ab}}{Tv_{ab}} \qquad (11.22)$$

que es la ecuación de Clapeyron [ecuación (8.14)], derivada en forma diferente en el capítulo 8.

11.2.3 Soluciones ideales

En el capítulo 9 se presentó una introducción a las soluciones ideales, donde se describieron como mezclas de dos o más componentes y donde la suma de los volúmenes de los componentes de la solución es igual al volumen total; es decir, los volúmenes molares parciales son iguales a los volúmenes específicos molares. Ampliando ahora esta idea de una solución ideal a otras propiedades, se encuentran algunas conclusiones útiles sobre las propiedades de equilibrio en las soluciones ideales.

Por el momento se va a considerar una solución líquida general, de dos componentes, que está en equilibrio con los vapores de dichos componentes y cuya masa de control total se mantiene a temperatura y a presión constantes. Debe recordarse que el potencial químico de cada componente tiene el mismo valor en la fase líquida y en la gaseosa. En este caso, si existen $n_{A,l}$ y $n_{B,l}$ moles de los componentes en la fase líquida, entonces es posible dividir la ecuación de Gibbs-Duhem, ecuación **(11.7),** entre el número total de moles en el líquido, $(n_A + n_B)_l$, y entonces es factible escribir para la fase líquida (indicada por el subíndice 1)

$$(y_A\, d\bar{\mu}_A + y_B\, d\bar{\mu}_B)_l = 0 \tag{11.23}$$

El cambio en el potencial químico del componente i depende únicamente de la cantidad del componente i presente (si T'y P son constantes), por lo tanto

$$d\bar{\mu}_i = \left(\frac{\partial \bar{\mu}_i}{\partial y_i}\right)_{T,P} dy_i \tag{11.24}$$

Observando que $y_A + y_B = 1$ y sustituyendo la ecuación (ll **.24),** se Ve que la ecuación (ll **.23)** queda

$$\left\{\left[\frac{\partial \bar{\mu}_A}{\partial(\ln y_A)}\right]_{T,P} = \left[\frac{\partial \bar{\mu}_B}{\partial(\ln y_B)}\right]_{T,P}\right\}_l \tag{11.25}$$

Ahora falta considerar cómo obtener los valores numéricos del potencial químico, dado que ya se dedujo en la ecuación (ll **.25)** una forma para relacionar los potenciales químicos de dos componentes en solución líquida. En el capítulo 8 se definió la fugacidad f de un gas o de un vapor mediante la relación Ec. **(8.65)]**

$$d\bar{g}_T = \bar{R}T\, d(\ln f) \tag{11.26}$$

Pero de la definición de potencial químico como la función de Gibbs molar parcial, también se sigue que el valor de μ_i, para cualquier componente de la mezcla del vapor o del gas a temperatura y presión constantes, es

$$d\bar{\mu}_i = (d\bar{g}_i)_{T,P} = \bar{R}T\, d(\ln f_i) \tag{11.27}$$

Como el potencial químico del componente i es el mismo en ambas fases, también se ve que la ecuación (ll **.27)** sirve para determinar el potencial químico de cada componente en el líquido. Además, se concluye que la fugacidad del componente i debe ser la misma en cada fase.

Sustituyendo la ecuación (ll **.27)** en la ecuación (ll **.25)** resulta

$$\left\{\left[\frac{\partial(\ln f_A)}{\partial(\ln y_A)}\right]_{T,P} = \left[\frac{\partial(\ln f_B)}{\partial(\ln y_B)}\right]_{T,P}\right\}_l \tag{11.28}$$

que recibe el nombre de ***ecuación de Duhem-Margules.*** No se han hecho hipótesis respecto a la idealidad para esta deducción, salvo que se aplica a cambios de composición que tienen lugar a temperatura y presión constantes. Sin embargo, si la fase

vapor se encuentra en un estado donde la mezcla de vapor puede tratarse como una mezcla de gases ideales, entonces $f \rightarrow P$, como se vio en el capítulo 8, y la ecuación *(11.28)* se escribe (11.28)

$$\left\{\left[\frac{\partial(\ln P_A)}{\partial(\ln y_A)}\right]_{T,P} = \left[\frac{\partial(\ln P_B)}{\partial(\ln y_B)}\right]_{T,P}\right\}_l \qquad (11.29)$$

donde P_A y P_B son las presiones de vapor de los dos constituyentes que están en equilibrio con el líquido, cuyas fracciones molares son y_A y y_B.

Ahora es posible definir una ***solución liquida ideal*** como aquella que obedece a la relación

$$f_i^* \equiv y_{i,l} f_i \qquad (11.30a)$$

o, a bajas presiones,

$$P_i = y_{i,l} P_{\text{sat},i}(T) \qquad (11.30b)$$

donde P_i y f_i^* son, respectivamente, la presión de vapor y la fugacidad de la fase vapor del componente i en la solución; $y_{i,l}$ es la fracción molar del componente *i en la solución* y $P_{\text{sat},i}(T)$ es la presión de saturación del'componente i a la temperatura de la masa de control. La ecuación **(11.30*a*)** recibe el nombre de ***regla de Lewis-Randall.*** Si el vapor actúa como una mezcla de gases ideales, entonces se puede emplear la ley de Dalton, obteniéndose

$$P_i = y_{i,g} P_{\text{tot}} = y_{i,l} P_{\text{sat},i}(T) \qquad (11.31)$$

Esta relación recibe el nombre de ***ley de Raoult.***

Cuando la ley de Raoult es válida para uno de los componentes de la solución ideal de dos componentes, entonces la ecuación (ll **.29)** muestra que también es válida para el otro componente. A pesar de que el estudio se ha limitado a mezclas de dos, componentes, los resultados pueden ampliarse fácilmente a multicomponentes. Ahora resulta factible obtener las propiedades termodinámicas de una solución líquida ideal y del vapor en equilibrio con la solución.

Ejemplo 11.1

Una solución líquida ideal está compuesta con amoniaco, 80% molar, y agua, 20% molar. **¿Cuáles** son los porcentajes molares del amoniaco y del agua en el vapor que está en equilibrio con la solución líquida, cuando la temperatura de la masa de control es de 20°C?

Solución

La fracción molar en el líquido está dada. De acuerdo con la ley de Raoult, las presiones parciales en el vapor se obtienen de

$P_{H_2O} = 0.2P_{sat,\,H_2O}(T = 20°C) = 0.2(2.34) = 0.468$ kPa

$P_{NH_3} = 0.8P_{sat,NH_3}(T = 20°C) = 0.8(857.6) = 686.1$ kPa

y la presión total del vapor es igual a 686.6 kPa. Por lo tanto, las fracciones molares en el vapor son

$$y_{g,\,H_2O} = \frac{P_{H_2O}}{P_{tot}} = \frac{0.468}{686.6} = 6.82 \times 10^{-4}$$

$$y_{g,\,NH_3} = 1 - y_{g,\,H_2O} = 0.9993$$

Cuando se tienen las fracciones molares de cada fase, se pueden calcular todas las propiedades termod' ámicas de una mezcla ideal, mediante las relaciones presentadas en el capítulo 9.

Comentarios

Obsérvese que la fracción molar del componente volátil (amoniaco) es mucho mayor en la fase vapor que en la fase líquida. Cuando se grafica la fracción molar del componente A en el vapor contra la fracción molar del componente A en el líquido, por lo general la relación no es lineal, aun cuando se trate de soluciones ideales. La falta de idealidad de la mezcla puede tratarse en forma más completa si se supone que la ley de Raoult toma la forma general

$$f_i^* = y_{i,l} f_{sat,i}(T)$$

que permite emplear las propiedades del gas real en la fase vapor. Sin embargo, para este problema, el examen de los diagramas de propiedades reducidas muestra que $f/P = 1$, por lo que se justifica el empleo de la forma de la ley de Raoult para gas ideal.

---

1 1.2.4 Regla de las fases

Hasta ahora se ha limitado el estudio a mezclas difásicas de uno o dos componentes. En el caso de un solo componente en dos fases, se encontró que basta especificar una sola propiedad intensiva (por lo general T o P) junto con la cantidad que existe en cada fase para describir completamente el estado del sistema. En un sistema difásico de dos componetes, es necesario conocer los valores de dos variables intensivas, normalmente T y P, además de la concentración (generalmente como fracción molar) de uno de los componentes en cada fase. La concentración del segundo componente queda determinada, dado que las fracciones molares de cada fase deben sumar la unidad. ¿Cuántas propiedades intensivas independientes N_{pr} deben especificarse, para determinar que un sistema de N_f constituido por N_c componentes está en equilibrio termodinámico? En general, la respuesta está dada por

$$N_{pr} = N_c - N_f + 2 \qquad (11.32)$$

la cual recibe el nombre de ***regla de Zas fases de Gibbs.*** El número 2 resulta de la necesidad de especificar dos propiedades independientes para una sustancia simple compresible en una sola fase. Se requiere determinar N_c -1 fracciones molares (es decir, **1** menos que N_c ya que la suma de todas las fracciones molares debe ser igual a **1)** para cada una de **las** N_f fases o N_f $(N_c - 1)$ propiedades. Sin embargo, existen $N_f - 1$ ecuaciones para las igualdades del potencial químico de cada componente, o sea N_c $(N_f - 1)$ ecuaciones. Por lo tanto, se obtienen N_f $(N_c - 1)$ - N_c $(N_f - 1)$ = N_c - N_f de otras variables requeridas, tal como indica la ecuación (11.32).

Para un componente con una masa de control en una fase (N_c = 1 y N_f = 1), dos propiedades intensivas independientes deben conocerse para especificar que el sistema está en equilibrio. Para un sistema de un solo componente en dos fases, se debe determinar una variable intensiva. En un sistema de un solo componente en tres fases, ***ninguna*** propiedad intensiva independiente puede ser fijada. Estos requerimientos están de acuerdo con las observaciones realizadas en sustancias simples compresibles. El sistema trifásico del agua, por ejemplo, corresponde al comportamiento del punto triple, donde sólo una presión y una temperatura corresponden a la mezcla trifásica en equilibrio y, por lo tanto, no pueden especificarse independientemente.

En un sistema de dos componentes en dos fases, es necesario establecer dos propiedades intensivas para asegurar el equilibrio. Se ha hecho esto al fijar la temperatura y la presión del sistema.

La regla de las fases no dice nada sobre las cantidades relativa presentes en cada fase; únicamente indica que, si se establece cierto número de propiedades intensivas, el sistema estará en equilibrio termodinámico. Para el vapor de agua en estado saturado, si P o T se especifican y hay dos fases presentes, el estado será de equilibrio para ***cualquier*** proporción de líquido y de vapor; pero esas proporciones no están-determinadas por la regla de las fases.

11.3 Equilibrio en sistemas con reacción química

Ahora se extenderá el estudio de los estados de equilibrio a sistemas donde tienen lugar reacciones químicas. Muchas reacciones químicas proceden hasta su culminación; es decir, los reactivos realizan una reacción completa y se consumen en la producción de los productos de la reacción. Este suscedió en todas las reacciones de combustión que se estudiaron en el capítulo 10. En otros casos, sin embargo, la reacción no se completa porque los productos mismos reaccionan y dan lugar a los reactivos originales, resultando así una mezcla de productos y reactivos en equilibrio. **En** esta sección se va a examinar esa situación, limitándose el análisis a reacciones ***homogéneas*** en la fase gaseosa.

Ahora se examinará la reacción química general cuando los elementos o compuestos A y B reaccionan para formar los elementos o compuestos C y D. (El estudio fácilmente se puede ampliar a más o menos reactivos o productos.) La ecuación de la reacción general es

$$\nu_A A + \nu_B B \leftrightarrow \nu_C C + \nu_D D \qquad (11.33)$$

donde ν representa a los diferentes coeficientes estequiométricos.

La rapidez con que el número de moles de A, n_A, se consume por su reacción con B, en cualquier tiempo, es función de la concentración de A y de B; en otras palabras, cuando falta A o falta B, no existe reacción. Denotando con $[A]$ la concentración de A en unidades arbitrarias, la rapidez del consumo de A, mol/s, se escribe

$$\left(\frac{d[A]}{dt}\right)^+ = -k_1[A]^{\nu_A}[B]^{\nu_B} \tag{11.34}$$

donde k_1 es una constante de proporcionalidad llamada ***constante de rapidez de reacción*** la cual describe la rapidez de una reacción particular. Los coeficientes estequiométricos aparecen como exponentes porque la rapidez de reacción depende de cuántas moléculas (moles) de B se requieren para reaccionar con las moléculas (moles) de A.

Por ejemplo, si $\nu_A = 1$ y $\nu_B = 2$, la rapidez de reacción será función de $[B]$, ya que 2 moléculas de B deben estar presentes por cada molécula de A. En este caso, la rapidez de reacción es

$$\left(\frac{d[A]}{dt}\right)^+ = -k_1[A][B][B] = -k_1[A][B]^2 \tag{11.35}$$

El valor de k_1 depende no sólo de la reacción particular sino también de las unidades elegidas para expresar la concentración (por ejemplo, presión parcial, moles por litro, etc.). El signo menos que aparece en la ecuación (11.34) se debe a que la concentración de A disminuye en tanto que la reacción procede, así $(d[A]/dt)^+$ debe ser negativo.

En muchas reacciones descritas por la ecuación (11.33), los productos C y D a su vez reaccionan para formar A y B. En tal caso, la rapidez con que se forma A mediante esta ***reacción inversa*** se encuentra gracias a un razonamiento semejante al empleado en la ecuación (11.34) como

$$\left(\frac{d[A]}{dt}\right)^- = k_2[C]^{\nu_C}[D]^{\nu_D} \tag{11.36}$$

Cuando se alcanza el equilibrio, la suma de la rapidez de consumo $(d[A]/dt)^+$ y la de formación $(d[A]/dt)^-$ de A debe ser cero. Sumando las ecuaciones (11.34) y (11.36) resulta

$$K = \frac{k_1}{k_2} = \frac{[C]^{\nu_C}[D]^{\nu_D}}{[A]^{\nu_A}[B]^{\nu_B}} \tag{11.37}$$

donde K es una nueva constante, llamada ***constante de equilibrio***, para la reacción. Se ve que K está relacionada con las concentraciones al equilibrio de los productos, $[C]$ y $[D]$, y de los reactivos, $[A]$ y $[B]$. El valor de K también depende de las unidades escogidas para la concentración (a menos que $\nu_C + \nu_D$ sea igual a $V_A + V_B$, en cuyo caso K es adimensional cualesquiera que sean las unidades de la concentración).

Con frecuencia k_1 y k_2 no se conocen en una reacción dada y K debe encontrarse por medios diferentes a la ecuación (11.37), tal como el uso de la información previamente desarrollada sobre el equilibrio.

Si la reacción de la ecuación (11.33) no se completa y las concentraciones fínales de equilibrio han sido alcanzadas, se debe observar qué pasa cuando la reacción procede hasta un valor a, donde $\alpha = 0$ indica que **sólo** existen reactivos presentes. Si se tiene una mezcla de reactivos y productos con la composición siguiente:

Componente	Número **final** de moles
A	$\nu_A(1 - \alpha)$
B	$\nu_B(1 - \alpha)$
C	$\alpha\nu_C$
D	$\alpha\nu_D$

El ***cambio*** del número de moles de cada componente es $dn_A = -\nu_A d\alpha$, $dn_B = -\nu_B\, d\alpha$, $dn_C = \nu_C\, d\alpha$ y $dn_D = \nu_D\, d\alpha$, de donde se obtiene

$$d\alpha = \frac{-dn_A}{\nu_A} = \frac{-dn_B}{\nu_B} = \frac{dn_C}{\nu_C} = \frac{dn_D}{\nu_D} \qquad (11.38)$$

Dado el valor de a, el número final de moles de cada componente en equilibrio químico se conoce a partir de la tabla. El problema inmediato es encontrar el valor de α para una reacción química dada, a temperatura y presión establecidas.

En la condición de equilibrio químico, se sustituye la ecuación (11.38) en la relación de la ecuación (11.4), entre la función de Gibbs y el potencial químico de cada componente, para encontrar

$$dG_{T,P} = (-\bar{\mu}_A\nu_A - \bar{\mu}_B\nu_B + \bar{\mu}_C\nu_C + \bar{\mu}_D\nu_D)\, d\alpha \qquad (11.39)$$

Ahora es necesario encontrar una relación para el potencial químico de un componente del sistema después de que la reacción alcance el equilibrio a temperatura y presión dadas. La ecuación (11.27) corresponde a la diferencial del potencial químico de un componente de la mezcla. Para definir un potencial químico de ***referencia*** es necesario definir un estado estándar de referencia. ***En la mezcla en equilibrio, el estado estándar de referencia se toma como el de la solución ideal con la misma fracción molar del componente i de la mezcla en equilibrio.*** La solución ideal de referencia se considera a una ***presión total de 1 atm y a la temperatura de equilibrio de la mezcla.*** Integrando la ecuación (11.27) a temperatura constante desde el estado de solución ideal de referencia hasta el estado de la mezcla en equilibrio:

$$\int_{\bar{\mu}_i^\circ}^{\bar{\mu}_i} (d\bar{\mu}_i)_T = \bar{\mu}_i(T) - \bar{\mu}_i^\circ(T) = \int_{f_i^{*\circ}}^{f_i^*} \bar{R}T\, d(\ln f_i^*)_T$$

$$= \bar{R}T \ln \frac{f_i^*}{f_i^{*\circ}} \qquad (11.40)$$

Puesto que en una solución ideal $f_i^{*\circ} = y_i f_i^\circ$, donde f es la fugacidad del componente puro a 1 atm y T, la ecuación se transforma en

$$\bar{\mu}_i(T) = \bar{\mu}_i^\circ(T) + \bar{R}T \ln \frac{f_i^*}{y_i f_i^\circ}$$

$$= \bar{\mu}_i^o(T) - \bar{R}T \ln y_i + \bar{R}T \ln \frac{f_i^*}{f_i^o} \qquad (11.41)$$

En el capítulo 9 [de las ecuaciones (9.97) a **(9.99)]**, se vio que las relaciones termodinámicas generales entre las propiedades también se expresan mediante propiedades parciales molares, por lo que

$$\bar{\mu}_i^o(T) - \bar{R}T \ln y_i = (\bar{G}^o_{T,P})_i - \bar{R}T \ln y_i$$
$$= (\bar{H}^o - T\bar{S}^o)_{T,P,i} - \bar{R}T \ln y_i \qquad (11.42)$$

En una solución ideal, que se tomó como estado de referencia, las propiedades **parciales molares** son iguales a las propiedades reales del componente; por lo tanto, $\bar{H}_i^o = \bar{h}_i^o$ y $\bar{S}_i^o + \bar{R} \ln y_i = \bar{s}_i^o$. Finalmente, la ecuación (11.41) queda

$$\bar{\mu}_i(T) = \bar{h}_i^o(T) - T\bar{s}_i^o(T) + \bar{R}T \ln \frac{f_i^*}{f_i^o}$$
$$= \bar{g}_i^o(T) + \bar{R}T \ln \frac{f_i^*}{f_i^o} \qquad (11.43)$$

que es la ecuación del potencial químico estándar, con un estado de referencia tomado como una solución ideal a 1 atm y *T.*

En el capítulo 10, la **ecuación** (10.34) está dada para la función de Gibbs estándar por mole de combustible para una reacción de combustión completa, en tanto que las condiciones estándar eran iguales a **25°C** = **77°F** y 1 atm. Ahora resulta conveniente definir la función en forma ligeramente diferente, aunque bastante próxima, que se denotará con $\Delta\bar{G}^o(T)$, lo cual representa el cambio de la función de Gibbs que tiene lugar a una temperatura dada (no necesariamente la temperatura de referencia), para una reacción ***que avanza hasta su culminación.*** De esta definición

$$\text{A@(T)} = (\nu_C \bar{g}_C^o + \nu_D \bar{g}_D^o - \nu_A \bar{g}_A^o - \nu_B \bar{g}_B^o)_T \qquad (11.44)$$

donde $\bar{g}_i^o$ **son** las funciones molares de Gibbs para los **componentes** en su estado puro, a la presión y a la temperatura estándar de la reacción; esto implica que AG” (T) se aplica a una reacción donde los reactivos estaban inicialmente separados pero que, al unirse, tiene lugar una reacción que ***avanza h ˜sta su culminación*** y, entonces, los productos son separados.

Al sustituir las ecuaciones (11 .43) y (11.44) en la ecuación (11.39) resulta

$$dG_{T,P} = \left[\Delta\bar{G}^o(T) + \bar{R}T \ln \frac{a_C^{\nu_C} a_D^{\nu_D}}{a_A^{\nu_A} a_B^{\nu_B}}\right] d\alpha \qquad (11.45)$$

donde se ha empleado la definición $a_i \equiv f_i^*/f_i^o$, y a_i recibe el nombre de ***actividad*** del componente ***i.*** La actividad no debe confundirse con la función de Helmholtz que emplea el mismo símbolo.

Dado que $dG_{T,P} = 0$ en el equilibrio, la ecuación queda

$$\ln \frac{a_C^{\nu_C} a_D^{\nu_D}}{a_A^{\nu_A} a_B^{\nu_B}} = \frac{-\Delta\bar{G}^o(T)}{\bar{R}T} = \ln K \qquad (11.46)$$

La constante de equilibrio, K, es la misma que se encontró en la ecuación (ll .37); sólo que ahora las concentraciones se expresan en términos de las actividades. Ahora K es adimencional y se define por

$$K = \frac{a_C^{\nu_C} a_D^{\nu_D}}{a_A^{\nu_A} a_B^{\nu_B}} \qquad (11.47)$$

La ecuación (11.46) es una definición completa de la constante de equilibrio; sin embargo, en muchos casos resulta difícil encontrar las actividades (o fugacidades) de cada componente. Si se trata la fase gaseosa en equilibrio como un gas ideal, se tiene

$$a_i = \frac{f_i^*}{f_i^o} = \frac{f_i^*}{P^o} = y_i \frac{P}{P^o} \qquad (11.48)$$

y la constante de equilibrio queda

$$K = \frac{y_C^{\nu_C} y_D^{\nu_D}}{y_A^{\nu_A} y_B^{\nu_B}} \left(\frac{P}{P^o}\right)^{\nu_C+\nu_D-\nu_A-\nu_B} \qquad (11.49)$$

y la constante de equilibrio se determina únicamente por medio de las fracciones molares de los componentes, los coeficientes estequiométricos y la presión de equilibrio de la mezcla (a pesar de que K en sí no es función de la presión, como se vera, después). A su vez las fracciones molares se expresan en forma del grado de reacción a, que queda fijo si K se conoce en una reacción dada. El coeficiente de equilibrio puede obtenerse mediante la ecuación (ll .46) como

$$K = \exp\left[\frac{-\Delta\bar{G}^o(T)}{\bar{R}T}\right] \qquad (11.50)$$

Esta evaluación de a era la meta de la derivación.

Ejemplo 11.2

La reacción

$$CO_2 + H_2 \leftrightarrow CO + H_2O$$

tiene lugar a **3600°R** y 1 atm. **¿Cuáles** son las fracciones molares de cada componente en la mezcla en el equilibrio que resulta?

Solución

La tabla C. 12 da el valor de la constante de equilibrio para varias reacciones pero no para esta reacción en particular. Su constante de equilibrio se obtiene cuando se nota que la ecuación de la reacción es la suma de tres reacciones básicas:

Reacción 1: $C + O_2 \leftrightarrow CO_2 \qquad K_1 = \frac{y_{CO_2}}{y_C y_{O_2}}$

Reacción 2: $C + \frac{1}{2}O_2 \leftrightarrow CO \qquad K_2 = \frac{y_{CO}}{y_C y_{O_2}^{1/2}}$

Reacción 3: $H_2 + \frac{1}{2}O_2 \leftrightarrow H_2O \qquad K_3 = \frac{y_{H_2O}}{y_{H_2} y_{O_2}^{1/2}}$

Con la ecuación (11.33) y la definición de K en la ecuación (ll .49), la suma de las reacciones 2 y 3 menos la reacción 1 da $H_2 \leftrightarrow CO_2 + CO + H_2O$, o sea

$$H_2 + CO_2 \leftrightarrow CO + H_2O \qquad K = \frac{y_C y_{O_2} y_{CO} y_{H_2O}}{y_{CO_2} y_C y_{O_2}^{1/2} y_{H_2} y_{O_2}^{1/2}} = \frac{K_2 \ K_3}{K_1}$$

La tabla C.12 da los valores de $K = 2.25 \times 10^{10}$, $K_2 = 2.94 \times 10^7$ y $K_3 = 3470$ a 3600°R. Por lo tanto

$$K = \frac{(2.94 \times 10^7)(3470)}{2.25 \times 10^{10}} = 4.53$$

Las concentraciones relativas finales son las siguientes:

Componente	Concentración relativa en equilibrio
CO_2	$1 - \alpha$
H_2	$1 - \alpha$
CO	α
H_2O	α

Entonces, la ecuación (11.49) da

$$K = 4.53 = \frac{y_{CO} y_{H_2O}}{y_{CO_2} y_{H_2}} = \frac{\alpha^2}{(1 - \alpha)^2}$$

Resolviendo la ecuación cuadrática resultante para el valor de α dentro del intervalo $0 < \alpha < 1$, se obtiene $\alpha = 0.681$. Las fracciones molares al equilibrio resultan:

Componente	Concentración relativa en equilibrio	Fracción molar relativa
CO_2	0.319	0.1595
H_2	0.319	0.1595
CO	0.68 1	0.3405
H_2O	0.681	0 3405
	2.000	1.0000

Comentarios

Cuando los coeficientes estequiométricos no son Unitarios, se obtiene una ecuación más compleja para determinar el valor de α.

1 1.3.1 K en función de la temperatura

La definición de la constante de equilibrio se encuentra en la ecuación (ll .46). En una mezcla de gases ideales, la combinación de las escuaciones (ll .49) y (ll .50) da

$$K = \frac{y_C^{\nu_C} y_D^{\nu_D}}{y_A^{\nu_A} y_B^{\nu_B}} \left(\frac{P}{P^o}\right)^{\nu_C+\nu_D-\nu_A-\nu_B} = \exp\left[-\frac{\Delta \bar{G}^o(T)}{\bar{R}T}\right] \tag{11.51}$$

El lado derecho es función únicamente de la temperatura, por lo que la constante de equilibrio también es función exclusiva de la temperatura. **Diferenciando** la ecuación (11.51) con respecto a la temperatura se obtiene

$$\frac{dK}{dT} = \frac{K}{\bar{R}}\left[\frac{\Delta \bar{G}^o(T)}{T^2} - \frac{1}{T}\frac{d\,\Delta \bar{G}^o(T)}{dT}\right] \tag{11.52}$$

o

$$\frac{1}{K}\frac{dK}{dT} = \frac{d(\ln K)}{dT} = \frac{1}{\bar{R}T^2}\left[\Delta \bar{G}^o(T) - T\frac{d\,\Delta \bar{G}^o(T)}{dT}\right] \tag{11.53}$$

La diferencia total de la función de Gibbs dada en la ecuación (8.5 *d*), muestra que $(\partial g/\partial T)_{n_i} = -s$. Esta relación se emplea para reemplazar la derivada de la función de Gibbs respecto a la temperatura en la ecuación (11.53) por

$$\frac{d\,\Delta \bar{G}^o(T)}{dT} = -\Delta \bar{S}^o \tag{11.54}$$

La definición de la función de Gibbs da

$$\Delta \bar{G}^o(T) = \Delta \bar{H}^o - T\Delta \bar{S}^o \tag{11.55}$$

Por lo tanto, la ecuación (11.53) queda

$$\frac{d(\ln K)}{dT} = \frac{\Delta \bar{H}^o}{\bar{R}T^2} \tag{11.56}$$

Esta ecuación recibe el nombre de *ecuación de* ***van't Hoff*** y puede emplearse para evaluar $\Delta \bar{H}^o$ a partir de las fracciones molares al equilibrio o, en forma alternativa, para evaluar la constante de equilibrio a partir de la información de $\Delta \bar{H}^o$. Específicamente, si $\Delta \bar{H}^o$ es independiente de la temperatura, entonces ln K es linear en $1/T$. Por lo tanto, $\Delta \bar{H}^o/\bar{R}$ se obtiene de la pendiente en una gráfica de ln K contra $1/T$.

11.3.2 Concentraciones en equilibrio en función de la presión

En la última sección se encontró que K *es* independiente de la presión. Sin embargo, la presión aparece explícitamente *en* la ecuación (11.49), de lo que se deduce que las concentraciones en equilibrio, en la ecuación (11.49), deben cambiar de modo que K permanezca constante cuando P varía. A T constante, la ecuación (11.49) se puede volver a escribir en la forma siguiente

$$\frac{y_C^{\nu_C} y_D^{\nu_D}}{y_A^{\nu_A} y_B^{\nu_B}} = \frac{K}{(P/P^o)^{\nu_C+\nu_D-\nu_A-\nu_B}} \tag{11.57}$$

Examinando el exponente de P/P^o se ve que si $\nu_C + \nu_D = \nu_A + \nu_B$, entonces la presión no tiene efecto sobre las concentraciones al equilibrio. Sin embargo, si $\nu_C + \nu_D > \nu_A + \nu_B$, entonces la concentración de los productos será menor con respecto a la de los reactivos al aumentar la presión; y si $\nu_C + \nu_D < \nu_A + \nu_B$, la con-

centración de los reactivos será menor respecto a la de los productos cuando la presión aumente. Por lo tanto, ***el aumento de la presión tiende a incrementar la concentración de los constituyentes que están en el lado de la reacción, donde la suma de los coeficientes estequiométricos es menor.*** Esta observación se conoce como ***principio de LeChatelier***.

Ejemplo 1 1.3

Metano y vapor de agua reaccionan para formar CO y H,. Para obtener una mayor concentración de los productos, ¿la reacción debe llevarse a cabo a una presión alta o baja?

Solución

El balance de la reacción da

$$CH_4 + H_2O \leftrightarrow CO + 3H_2$$

La suma de los coeficientes estequiométricos es mayor en el lado derecho, lo cual indica que una presión alta impedirá la formación de los productos. Por lo tanto, una reacción a baja presión resulta favorecida.

1 1.3.3 Regla de fases

La regla de fases de Gibbs, para propiedades al equilibro y sin reacción, está dada en la ecuación (ll .32). En mezclas reaccionantes, es necesario satisfacer además las N_{rq} ecuaciones de reacción química. El número de propiedades intensivas independientes resulta igual al del caso anterior [Ec. (11.32)], menos N_{rq}. De esta manera,

$$N_{pr} = N_c - N_f - N_{rq} + 2 \qquad (11.58)$$

11.4 Equilibrio general

Los conceptos generalizados de equilibrio de fases y equilibrio químico parten de la definición general de la función de Gibbs, G = $H - TS$ y de su derivada total, encontrándose que

$$dG = dH - T\,dS - S\,dT \qquad (11.59)$$

Sustituyendo la ecuación (5.42), que es una relación general entre propiedades, se obtiene

$$dG = V\,dP - S\,dT \qquad (11.60)$$

Ahora, al examinar la ecuación (ll .1) y sustituir la ecuación (11.3) en dicha ecuación, resulta

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P, n_A, n_B, \ldots} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T, n_A, n_B, \ldots} dP + \bar{\mu}_A\, dn_A + \bar{\mu}_B\, dn_B + \cdots \tag{11.61}$$

En un sistema en equilibrio de fases y equilibrio químico, es posible sustituir la ecuación (ll. 13), obt uniéndose

$$dG|_{n_A, n_B, \ldots} = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P, n_A, n_B, \ldots} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T, n_A, n_B, \ldots} dP \tag{11.62}$$

Comparando las ecuaciones (ll .62) y (11 .60), se llega a las identidades siguientes:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P, n_A, n_B, \ldots} = -S \tag{11.63}$$

Y

$$\left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T, n_A, n_B, \ldots} = V \tag{11.64}$$

Ahora bien, la ecuación (ll .1) se escribe en forma completamente general,

$$dG = -S\, dT + V\, dP + \bar{\mu}_A\, dn_A + \bar{\mu}_B\, dn_B + \cdots \tag{11.65}$$

Previamente se observó que se requiere que $dT = 0$ para el equilibrio térmico, que $dP = 0$ para el equilibrio mecánico y que $\sum_j \sum_i (\bar{\mu}_i dn_i)_j = 0$ para los equilibrios de fases y químico. Cuando todos esos requisitos se reúnen, entonces la ecuación (11.65) prediceque $dG = 0$. Por lo tanto, la función de Gibbs contiene una descripción general de las propiedades termodinámicas de cualquier sistema [ya que $G(T, P, n_A, n_B, \ldots)$ es una ecuación fundamental (Cap. 8)]. Además se observa que cualquier sistema termodinámico, en equilibrio termodinámico debe tener $dG = 0$.

La función de Gibbs resulta extremadamente útil para describir el equilibrio en volúmenes de control, donde T, P y las concentraciones de los componentes son las propiedades practicas. Para una masa de control, la función de Helmholtz, $A = U - TS$, juega un papel similar.

En esta sección se han empleado muchas de las ideas básicas estudiadas con anterioridad en diferentes capítulos. El uso de una ecuación fundamental se introdujo en el capítulo 8, junto con la identificación de varias propiedades y de sus derivadas parciales correspondientes. El concepto de equilibrio, el cual exige que los cambios de ciertas propiedades sean cero, se empleó en el capítulo 5 para relacionar los cambios de la entropía con otras propiedades y en este capítulo, para estudiar el equilibrio químico y el de fases. Aquí se profundizó esta información a fin de dar una regla general para describir un sistema, sus propiedades y su desviación del equilibrio termodinámico.

11.5 Observaciones finales

En este capítulo, algunos conceptos generales del equilibrio se aplicaron a problemas de equilibrio de fases y equilibrio químico. En el estudio de la termodinámica quími-

ca y de la fisicoquímica se encuentran muchas aplicaciones más amplias, pero las bases están aquí (la mayoría fue formulada originalmente por J. Willard Gibbs) y sirven de fundamento a todos esos estudios.

Debe observarse que en este capítulo se trabajó siempre con sistemas **termodinámicos** en equilibrio termodinámico. No se estudió el problema de cuánto tiempo tarda una mezcla inicial de reactivos en llegar a las concentraciones de equilibrio predichas para productos y reactivos. Algunas reacciones se realizan muy **rápidamente** (explosiones), en tanto que otras requieren de años (oxidación, decaimiento). Estos temas se tratan en el campo de la ***cinética química.***

En la **sección** ll **.4** resulta obvio quelas ideas de equilibrio mecánico, térmico y químico forman un todo coherente. Realmente, el enfoque de la termodinámica clásica consiste en considerar los requisitos del equilibrio termodinámico general y generar después las propiedades y las relaciones necesarias para describir los cambios del estado de equilibrio general desde ese punto de vista.

Problemas

11.1 En las siguientes mezclas no reactivas, **¿cuántas** propiedades intensivas independientes deben especificarse para una mezcla al equilibrio?

*a***)** Una mezcla de dos componentes en tres fases

*b***)** Un sólido que tiene dos formas cristalinas y tres componentes

c) Una mezcla de **LiBr-H_2O** que tiene una fase líquida y una gaseosa.

11.2s En vapor de agua saturado a **200°C,** calcule el valor de la función de Gibbs para el líquido saturado, el vapor saturado y una mezcla saturada cuya calidad es x = 40%.

11.21 En vapor de agua saturado a **400°F,** calcule el valor de la función de Gibbs para el líquido saturado, el vapor saturado y una mezcla saturada cuya calidad es x = 40%.

11.3s **Sin emplear** ningún otro dato, encuentre el valor de h para el refrigerante 12 saturado a T = **20°C,** dados T_{sat} **= 20°C,** h_g = 359.81 **kj/kg** y s_{lg} = 0.48071 **kJ/(kg • K).**

11.31 Sin emplear ningún otro dato, encuentre el valor de h_l para el refrigerante 12 saturado a T = **80°F,** dados T_{sat} **= 80°F,** h_g = 1096.7 **Btu/lbm** y s_{lg} = 1.9426 **Btu/(lbm°R).**

11.4s Para una mezcla de amoniaco-agua a T = **20°C,** construya una gráfica de la presión vapor del amoniaco contra la fracción molar del amoniaco en la fase líquida. En la misma gráfica, dibuje la presión vapor del amoniaco contra la fracción molar en la fase vapor. Suponga un comportamiento ideal.

11.41 Para una mezcla de amoniaco-agua a T = 70°F, construya una **gráfica** de la presión vapor del amoniaco contra la fracción molar del amoniaco en la fase líquida. En la misma gráfica, dibuje la presión vapor del amoniaco contra la fraccion molar en la fase vapor. Suponga un comportamiento ideal.

ll .5S Un enfriador por absorción de amoniaco-agua opera con una temperatura en el evaporador de + 2°C y en el condensador de 50°C; no hay sobrecalentamiento del vapor en el evaporador ni subenfriamiento en el condensador. El NH, constituye el 95% molar del vapor **tanto** en el absorbedor como en el generador. ¿Cuál es la presión en *a*) el absorbedor y *b*) el generador? ¿Cuál es la fraccion molar del amoniaco en la solución líquida en c) el absorbedor y *d*) el generador? Considere la solución ideal.

11.51 Un enfriador por absorción de amoniaco-agua opera con una temperatura en el evaporador de + 35°F y en el condensador de 100°F; no hay sobrecalentamiento del vapor en el evaporador ni subenfriamiento en el condensador. El NH, constituye el 95% molar del vapor tanto en el absorbedor como en el generador. ¿Cuál es la presión en *a*) el absorbedor y *b*) el generador? ¿Cuál es la fracción molar del amoniaco en la solución líquida en c) el absorbedor y *d*) el generador? Considere la solución ideal.

ll .6S **Grafique** la fracción molar en el vapor contra la fracción molar en el liquido, de una mezcla amoniaco-H_2 0 ideal, a T = + 2°C y a T = + 50°C, en un mismo dibujo. Comente el significado de tal **gráfica** para un sistema enfriador por absorción (Sec. 6.5.4) que emplea amoniaco y agua como el conjunto refrigerante-absorbedor.

11.61 Grafique la fraccion molar en el vapor contra la fracción molar en el líquido, de una mezcla amoniaco-H_z 0 ideal, a T = + 35°F y a T = + 100°F, en un mismo dibujo. Comente el significado de tal gráfica para un sistema enfriador por absorción (Sec. 6.5.4) que emplea amoniaco y agua como el conjunto refrigerante-absorbedor.

11.7S Se desea **diseñar** un sistema de acondicionamiento de aire por absorción empleando LiCl-H_2 0, sin **sobrecalentamiento** del vapor en el evaporador y sin subenfriamiento del líquido en el condensador. La concentración del LiCl líquido en el generador es de un 45% en peso y en el absorbedor es de un 20% en peso. Empleando los datos dados y considerando la solución ideal cuando así se requiera, para una temperatura del absorbedor igual a 5°C y del generador de 30°C, encuentre:

a) La presión en el absorbedor

b) La presión en el generador
c) La fracción molar del **LiCl** en el generador

La expresión de la presión vapor del **LiCl** es la siguiente:

$$\log P = A - \frac{B}{T + 230}$$

$A = 7.5713 + (3.7964 \times 10^{-2})(X)$
$- (9.0133 \times 10^{-4})(X^2)$

$B = 1.5821 \times 10^3 + 10.364X$
$- (1.4462 \times 10^{-1})(X^2)$

donde P = presión vapor, **mmHg**

T = temperatura, **°C**

X = concentración, peso **%** de **LiCl**

11.71 Se desea diseñar un sistema de acondicionamiento de aire por absorción empleando **LiCl-H** 0, sin sobrecalentamiento del vapor en el evaporador y sin subenfriamiento del líquido en el condensador. La **concentración** del **LiCl** liquido en el generador es de un 45% en peso y en el absorbedor es de un **20%** en peso. Empleando los datos dados y considerando la solución ideal cuando así se requiera, para una temperatura del absorbedor igual a **40°F** y del generador de **85°F,** encuentre:
a) La presión en el absorbedor
b) La presión en el generador
c) La fracción molar del **LiCl** en el generador

La expresión de la presión vapor del **LiCl** es la siguiente:

$$\log P = A - \frac{B}{0.555T + 198}$$

A = 7.26 15 + $(3.7964 \times 10^{-2})(X)$
$- (9.0133 \times 10^{-4})(X^2)$

$B = 1.5821 \times 10^3 + 10.364X$
$- (1.4462 \times 10^{-1})(X^2)$

donde P = presión vapor, **mmHg**
T = temperatura, **°F**
X = concentración, peso **%** de **LiCl**

ll **.8S** En un recipiente cerrado se encuentra un mol de refrigerante 12 no reactivo y un mol de agua, a 1 atm y **25°C.** Encuentre la concentración (fracción molar) de refrigerante 12 en cada fase. Suponga un comportamiento ideal en ambas fases.

11.81 En un recipiente cerrado se encuentra un mol de refrigerante 12 no reactivo y un mol de agua, a 1 atm y **77°F.** Encuentre

la concentración (fracción molar) de refrigerante 12 en cada fase. Suponga un comportamiento ideal en ambas fases.

11.9 En un sistema de *I* componentes inertes en una sola fase, derive la ecuación de Gibbs-Duhem, ecuación (ll .7), a partir de la ecuación (11.13).

11. 10 Muestre que la ecuación de Gibbs-Duhem [Ec. (11.7)] se aplica en los casos siguientes: cualquier componente *i* que se encuentre entre las *J* fases y para los *I* componentes que están en cualquier fase *I*. [Parta de la ecuación (ll .13).]

11.11 En el caso de un componente en *J* fases, muestre que el potencial químico $\bar{\mu}_j$ es el mismo en todas las fases. Parta de la ecuación (11.13).]

11.12 En el caso de Z componentes en *J* fases, compruebe que el potencial químico de cualquier componente *i*, $[\bar{\mu}_i]_j$, es el mismo para todas las fases. [Parta de la ecuación (11.13).]

11.13 En la reacción

$$2co + O_2 \Leftrightarrow 2CO_2$$

muestre la relación entre la *K* en este reacción y el valor de *K*: *a*) cuando el N_2 está presente durante la reacción y *b*) para la reacción $2CO_2 \leftrightarrow 2CO + 0_,$.

11.14S Un inventor afirma tener un método para producir hidrógeno y oxigeno a partir del vapor de agua, mediante un catalizador nuevo, de acuerdo con la reacción

$$2H_2O \Leftrightarrow 2H_2 + O_2$$

La reacción se lleva a cabo a 4000 K y 0.1 atm.

a) ¿Cuáles son las fracciones molares al equilibrio del H_2 y del 0, en esta condición?

b) En un reactor de flujo continuo con la entrada a 25°C, ¿cuál es la transferencia de calor necesaria por kilogramo de H_2 producido?

c) ¿Cuánto del calor transferido podrá recuperarse mediante un enfriamiento de los productos a 40°C?

11,141 Un inventor afirma tener un método para producir hidrógeno y oxigeno a partir del vapor de agua, mediante un catalizador nuevo, de acuerdo con la reaccion.

$$2H_2O \Leftrightarrow 2H_2 + O_2$$

La reacción se lleva a cabo a 7200°R y 0.1 atm.

a) ¿Cuáles son las fracciones molares al equilibrio del H_2 y del 0, en esta condición?

b) En un reactor de flujo continuo con la entrada a 77°F, ¿cuál es la transferencia de calor necesaria por kilogramo de H_2 producido?
c) ¿Cuánto del calor transferido podrá recuperarse mediante un enfriamiento de los productos a 100°F?

ll. 15S A 3000 K y P = 1 atm, tiene lugar la reacción reversible

$$CO + \frac{1}{2}O_2 \Leftrightarrow CO_2$$

a) Encuentre el valor de y CO, en la mezcla.
b) Encuentre el valor de y CO, si la presión es de 10 atm.

ll.151 A 5400°F y P = 1 atm, tiene lugar la reacción reversible

$$CO + \frac{1}{2}O_2 \Leftrightarrow CO_2$$

a) Encuentre el valor de y CO_2en la mezcla.
b) Encuentre el valor de y CO, si la presión es de 10 atm.

11 .16S La reacción

$$N_2 + O_2 \Leftrightarrow 2NO$$

tiene lugar en las máquinas automotrices. Calcule la concentración al equilibrio del NO a T = 327°C y P = 1 atm (considere las condiciones en la extremidad del tubo de escape). Comente cómo en el caso real, puede ocurrir una concentración mucho mayor del NO que la obtenida en este cálculo.

11.161 La reacción

$$N_2 + O_2 \Leftrightarrow 2NO$$

tiene lugar en las máquinas automotrices. Calcule la concentración al equilibrio del NO a T = 620°F y P = 1 atm (considere las condiciones en la extremidad del tubo de escape). Comente cómo en el caso real puede ocurrir una concentración mucho mayor del NO que la obtenida en este cálculo.

ll. 17S Se sintetiza amoniaco para la producción de fertilizantes mediante la reacción de nitrógeno e hidrógeno a presión y temperaturas elevadas, de acuerdo con la reacción

$$N_2 + 3H_2 \Leftrightarrow 2NH_3$$

a) A T = 1000 K y P = 40 atm, ¿cuál es la fracción molar del NH, en la mezcla de gases? (Considere un comportamiento ideal.)
b) Al aumentar la presión de la síntesis, ¿se favorece o inhibe la producción de amoniaco?

11.171 Se sintetiza amoniaco para la producción de fertilizantes mediante la reacción de nitrógeno e hidrogeno a presión y temperaturas elevadas, de acuerdo con la reacción

$$N_2 + 3H_2 \Leftrightarrow 2NH_3$$

a) A T = 2000 R y P = 40 atm, ¿cuál es la fracción molar del NH, en la mezcla de gases? (Considere un comportamiento ideal.)
b) Al aumentar la presión de la síntesis, ¿se favorece o inhibe la producción de amoniaco?

11.18 El nitrógeno y el hidrógeno reaccionan para formar amoniaco a una P y T dadas. Después de la reacción, el nitrógeno y el hidrógeno se encuentran en una relación molar de $1/r$ en la mezcla en equilibrio, cuando la fracción molar del amoniaco formado es x. Muestre que r = 3 para el valor máximo de x posible.

11.19s Se disocia el dióxido de carbono para formar monóxido de carbono y oxígeno, en ciertas condiciones. Para CO, puro a 3000 K, grafique la fracción molar del CO en la mezcla en equilibrio contra la presión total dentro del intervalo 0.01 < P_{tot} c 5 atm. Emplee papel semilog en la gráfica.

11.191 Se disocia el dióxido de carbono para formar monóxido de carbono y oxígeno, en ciertas condiciones. Para CO, puro a 5000°R, grafique la fracción molar del CO en la mezcla en equilibrio contra la presión total dentro del intervalo 0.01 < P_{tot} < 5 atm. Emplee papel semilog en la gráfica.

11.20s El dióxido de carbono a 1 atm puede disociarse para formar CO y 0,. Grafique en papel semilog la fracción molar de CO contra T, para el intervalo 600 c T < 3000 K.

11.201 El dióxido de carbono a 1 atm puede disociarse para formar CO y 0,. Grafique en papel semilog la fracción molar de CO contra T, para el intervalo 900 < T c 5500°R.

11.21 Siguiendo el desarrollo de las ecuaciones. (ll .8) a (ll. 12), derive una expresión para el equilibrio químico en una masa de control a volumen y temperatura constantes, empleando la función de Helmholtz.

ll .22S Encuentre $\Delta\bar{G}^o(T)$ para la reacción

$$co + \tfrac{1}{2}O_2 \Leftrightarrow co,$$

a T = 1000 K. Con el resultado obtenido calcule $K(T)$ para esta reacción. Compare el resultado con $K(T)$ de la tabla c.12.

11.221 Encuentre $\Delta\bar{G}^o$ (7) para la reacción

$$CO + \tfrac{1}{2}O_2 \Leftrightarrow CO_2$$

a T = 2000°R. Con el resultado obtenido calcule $K(T)$ para esta reacción. Compare el resultado con K(T) de la tabla c.12.

11.23S Cierta reacción tiene una constante de equilibrio $K(T = 500\ K)$ con $\Delta\bar{h}^o$ = 8812 kJ/kmol. Estime el valor de $K(T = 700\ K)$ en función de $K(T = 500\ K)$.

ll .23I Cierta reacción tiene una constante de equilibrio $K(T = 1000°R)$ con $\Delta\bar{h}^o$ = 3788 Btu/lbmol. Estime el valor de $K(T = 1250°R)$ en función de $K(T = 1000°R)$.

ll .24S Cerca de T = 1000 K, se ajusta la curva de una gráfica de la constante de equilibrio para una reacción particular y se obtiene la relación

$$\ln K = -\frac{4200}{T}$$

Estime el valor de $\Delta\bar{H}^o$ $(T$ = 1000 K) en esta reacción.

ll .24I Cerca de T = 2000°R, se ajusta la curva de una gráfica de la constante de equilibrio para una reacción particular y se obtiene la relación.

$$\ln K = -\frac{7560}{T}$$

Estime el valor de $\Delta\bar{H}^o$ $(T$ = 2000°R) en esta reacción.

ll .25S En la reacción descrita en el problema ll .24S, estime el valor de K a T = 1200 K.

ll .25I Para la reacción descrita en el problema ll .24I, estime el valor de K a $T = 2200$ R.

ll.26 Cuando se trabaja con una masa de control, con frecuencia resulta más conveniente emplear la función de Helmholtz, $A = U - TS$, que la función de Gibbs. Siguiendo el desarrollo de las ecuaciones (11.59) a (ll .65), derive una expresión general para dA en función de las propiedades apropiadas de la masa de control. Comente las condiciones requeridas en los diferentes tipos de equilibrio (térmico, mecánico y químico) que resulten.

ll.27 Compruebe que el potencial químico μ que aparece en la ecuación (ll. 65) es el mismo que se encuentra cuando la expresión equivalente a la ecuación (ll .65) se deriva de la función de Helmholtz, A.

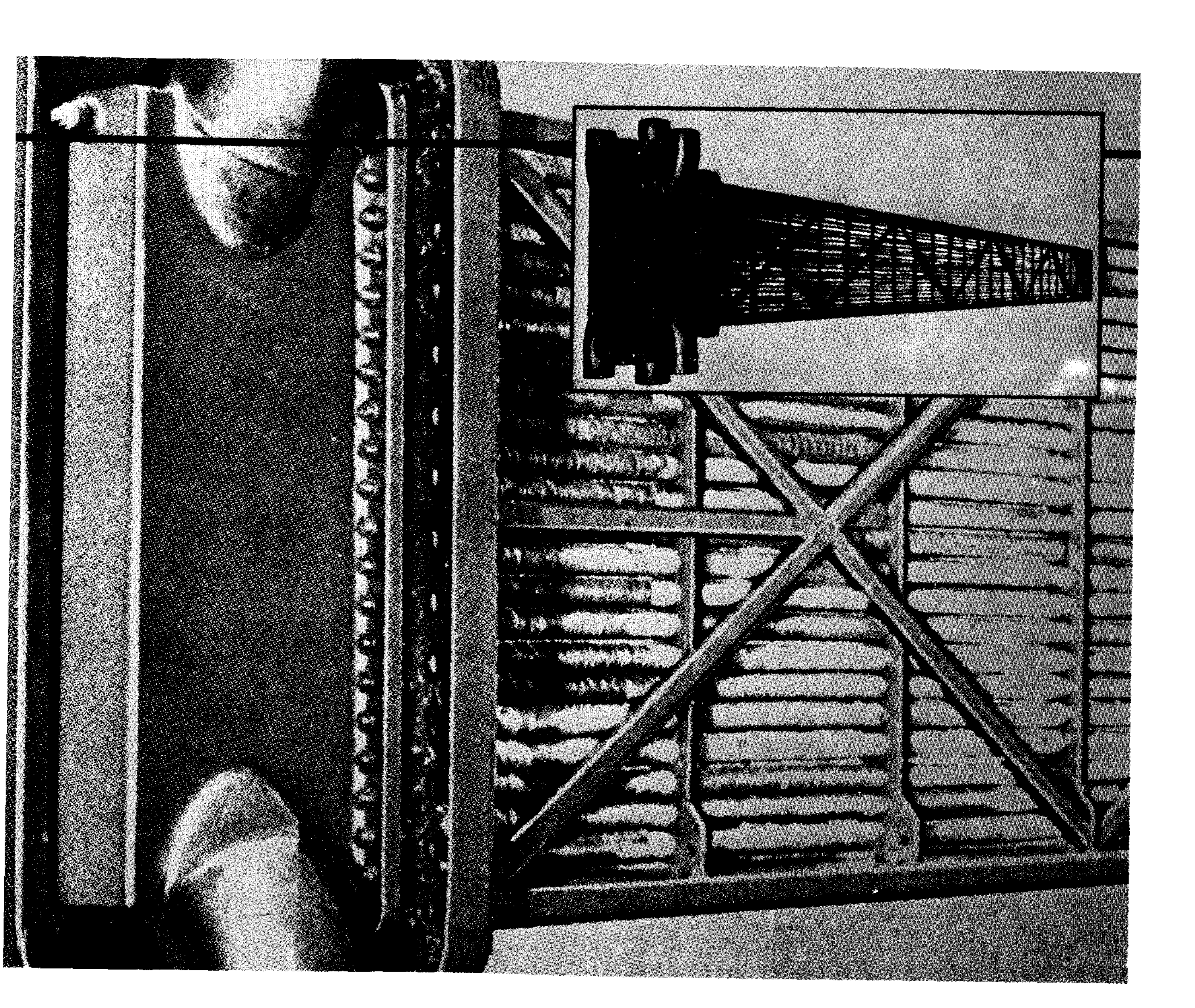
12

Introducción a la termodinámica microscópica

No tenemos derecho a dar por sentado que existe alguna ley física o, si ellas son una realidad hasta ahora, que continuarán siéndola en forma similar.

Max Planck

Enfriador de hidrógeno empleado para transferir calor en grandes equipos de generación. El hidrógeno se usa dentro de la caja del generador, dadas sus buenas propiedades térmicas y su baja resistencia a la fricción en las partes rotatorias.



12.1 Introducción

En temas anteriores se hizo referencia a este capítulo, generalmente cuando se mencionaba la posibilidad de emplear el enfoque microscópico de la termodinámica para estudiar a fondo el comportamiento de los sistemas termodinámicos, el que no resultaba posible desde el punto de vista clásico. Es por esto que ahora se presenta un panorama general del enfoque microscópico de la termodinámica, haciendo hincapié en el comportamiento, más que en una introducción rigurosa de la termodinámica estadística. Sin embargo, al terminar este capítulo, el lector tendrá las herramientas para trabajar temas que no eran posibles desde el punto de vista clásico. En particular, se verá como puedencalcularse las propiedades de los materiales que se modelan en forma simple desde un nivel microscópico; cómo la entropía se relaciona con el conocimiento que se tenga sobre el estado del sistema y lo que implica respecto a la irreversibilidad; cómo se pueden desarrollar ecuaciones de estado con mejor base que la observación empírica del comportamiento macroscópico.

En este capítulo se empleará exclusivamente el Sistema Internacional (SI). El uso del sistema inglés en termodinámica estadística no es común, por lo que se abandona la presentación dual. El lector debe observar que algunos textos emplean el sistema de unidades centímetro-gramo-segundo (sistema cgs) para la termodinámica estadística, el que difiere ligeramente del SI.

12.2 Definición de un sistema microscópico

¿Qué se debe conocer para describir completamente un sistema microscópico en equilibrio termodinámico? Esta pregunta condujo a investigaciones detalladas e interesantes; en cierta medida la respuesta depende de la forma en que se pretende aplicar la información, La descripción de un plasma compuesto de electrones libres y de iones demanda que la información sea de un tipo diferente a la requerida para describir un gas ideal. En este libro, bastará estar de acuerdo en lo siguiente: al menos se debe especificar el número de partículas individuales que componen el sistema en estudio, la posición y velocidad de cada partícula, así como su energía interna. Con toda esta información es posible calcular las cantidades que se han encontrado de interés para el estudio de la termodinámica clásica.

¿Cómo se obtiene tal información para un sistema dado? Generalmente, el número de partículas se puede encontrar mediante métodos estándar de química y de física, los que permiten relacionar el número de partículas N_p con la masa total del sistema, m_{sis}, la masa molecular M, y el número de Avogadro N_a = 6.023 x 10^{26} partículas por mol, mediante

$$N_p = \left(\frac{m_{sis}}{M}\right) N_a$$

¿Cuántas de esas partículas tienen un valor determinado de una propiedad microscópica? y ¿cuál es su localización? En general, no se pueden contestar esas preguntas, ya que la posición y la energía de una partícula cambian con el tiempo. Esto resulta obvio en el caso de un gas, donde las moléculas gaseosas individuales están en movimiento continuo, intercambiando energía entre ellas al chocar. Aun cuando de alguna manera fuese posible conocer la posición y la energía de todas las partículas en un momento dado, un instante después los valores habrían cambiado y la información ya no sería válida. (En cierto periodo de la historia de la física, se creyó que, teniendo la información requerida relativa a un tiempo particular, las leyes de Newton permitían trazar la historia de todas las partículas en el tiempo, por lo que se dispondría de la información requerida en cualquier instante posterior. Como se verá, esta esperanza de una solución "determinista" ya no es posible, aun si se cuenta con una computadora con memoria y velocidad suficientes para realizar semejante cálculo.)

Si no es posible contar con la información requerida, ¿cómo se procederá en los cálculos microscópicos? Obviamente se necesita un enfoque diferente y se deberá trabajar con los datos que se obtengan. Tal información frecuentemente existe en forma de distribuciones estadísticas y sus promedios, más que como el detalle de las propiedades para cada partícula individual que dan lugar a esos promedios. De esta forma se pierde mucha información. Si en una fiesta se conoce la edad promedio de un grupo constituido por 150 personas, poca información se tiene sobre la edad real de cada individuo. Se necesita alguna otra información; por ejemplo, saber que la edad mínima de algún individuo es de 16 años, en tanto que el límite superior de la edad es del orden de 85. Ahora se puede especular sobre la distribución estadística de las edades dentro de este intervalo, quizá con base en la distribución de la población_ nacional. Sin embargo; dada la información con que se cuenta, nunca se puede predecir con certeza la edad exacta del individuo A o B en esa fiesta. Este tipo de dilema es el que se presenta en el enfoque microscópico.

En esta sección se tratarán dos temas: Primero, si se tiene información estadística sobre el número de partículas que tienen cierto valor de una propiedad microscópica (por ejemplo, energía cinética), en el sentido del conocimiento de una distribución estadística de una propiedad por partícula, ¿cómo se relacionan esas distribuciones con las propiedades observadas? Segundo, ¿cómo se desarrolla la distribución requerida?

12.2.1 Propiedades generales

Las propiedades que describen el estado macroscópico de un sistema en equilibrio termodinámico, como P, T, v, u, h, s y otras, resultan familiares. Para que el estudio de la termodinámica microscópica resulte provechoso, es necesario relacionar las propiedades microscópicas del sistema con las propiedades macroscópicas.

Supóngase que se examina la partícula i de las N_p partículas que constituyen la masa de control o que se encuentran instantáneamente dentro de un volumen de control en estudio. Además, permítase que las hipótesis hechas para el nivel macroscópico sean las mismas que para el nivel microscópico; es decir, el sistema es homogéneo, de modo que, si se observa cualquier subvolumen dV dentro del sistema, las

propiedades promedio del subvolumen son idénticas a las de cualquier otro subvolumen. En el nivel microscópico, esto significa que las partículas se mueven dentro y fuera de dV, pero que el número neto de partículas dentro de cualquier dV es, en promedio, el mismo para cualquier tiempo. Ahora se pueden definir algunas propiedades en función de los promedios. El ejemplo más simple se refiere a la masa de control, la cual está constituida por las masas de las partículas individuales, o sea

$$m_{sis} = \sum_{i=0}^{N_p} m_i \qquad (12.2)$$

Otra alternativa para escribir la ecuación (12.2) se basa en aceptar que existen J grupos de partículas, cada uno con N_j partículas de igual masa m_j; por lo tanto, la masa total es

$$m_{sis} = \sum_{j=0}^{J} N_j m_j \qquad (12.3)$$

ahora bien, si todas las partículas tienen idéntica masa,

$$m_{sis} = mN_p = N_p \frac{M}{N_a} \qquad (12.4)$$

Por tanto, el volumen específico de un sistema de N_p partículas idénticas resulta

$$v = \left(\frac{V}{m}\right)_{sis} \frac{VN_a}{N_p M} \qquad (12.5)$$

La partícula i tiene una energía asociada ε_i. Esta energía puede ser de varios tipos; si la partícula es una molécula gaseosa, la energía posiblemente esté constituida por energía cinética translacional, energía de vibración o rotacional, etc. Por el momento, no importa el tipo de energía. La energía total de las N_p partículas en el sistema es la suma de las energías de todas las partículas. Sin embargo, más de una partícula puede tener idéntica energía, por lo cual se toma el número de partículas N_j con energía ε_j y se hace la suma para los J grupos resultantes, obteniéndose

$$U_{sis} = \sum_{j=0}^{J} N_j \varepsilon_j \qquad (12.6)$$

Así pues, la energía específica del material en el sistema es

$$u_{sis} = \left(\frac{U}{m}\right)_{sis} = \frac{1}{m_{sis}} \sum_{j=0}^{J} N_j \varepsilon_j \qquad (12.7)$$

Cualquier propiedad específica ϕ, tal como la energía del sistema, se puede escribir en forma análoga como

$$\phi_{sis} = \left(\frac{\Phi}{m}\right)_{sis} = \frac{1}{m_{sis}} \sum_{j=0}^{J} N_j \phi_j \qquad (12.8)$$

Por lo tanto, si se conoce cuantas partículas tienen la propiedad individual ϕ_j, entonces podrá calcularse la propiedad específica macroscópica ϕ_{sis}. Queda el problema de determinar cuántas partículas N_j tienen los diferentes valores de la propiedad ϕ_j.

12.2.2 Microestados permitidos

Para contestar la pregunta de cuántas partículas N_j tienen un cierto valor de la propiedad ϕ_j para un estado dado, sería necesario un amplio desarrollo de la física moderna, lo que no es el objetivo en este caso. Sin embargo, es dable observar los resultados del razonamiento que lleva a contestar a la pregunta, obteniéndose algunos descubrimientos importantes.

Distribución energética de Maxwell-Boltzmann

La física clásica permite acercarse a la respuesta referente a la pregunta sobre la distribución de una propiedad dada ϕ_j entre las N_p partículas en estudio. James Clerk Maxwell dedujo la distribución de las velocidades entre las moléculas de un gas monoatómico y Ludwig Boltzmann amplió los resultados de Maxwell a formas generales de energía, al considerar que una partícula podría asumir cualquier valor de la energía. Se comprobó que esta hipótesis era **sólo** una aproximación que conducía a un error considerable en ciertos casos.

La deducción de Maxwell y Boltzmann mostró que N_p partículas en un sistema de masa fija tienen la energía distribuida entre las partículas en forma tal que las $dN_p(\varepsilon)$ partículas tienen su energía en el intervalo $d\varepsilon$ alrededor de ε, de acuerdo con la relación

$$\frac{dN_p(\varepsilon)}{N_p} = 2(kT)^{-3/2}\left(\frac{\varepsilon}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-\varepsilon}{kT}\right) d\varepsilon \qquad (12.9)$$

En esta ecuación, $k = \overline{R}/N_a$ es la *constante de Boltzmann*, cuya magnitud, en unidades del SI, es 1.3806 x 10^{-26} kJ/K y se interpreta como la constante de los gases por partícula. Obsérvese que, si se grafica $(1/N_p)dN_p(\varepsilon)/d\varepsilon$ contra ε, el único parámetro es la temperatura absoluta o más frecuentemente el producto kT. En la figura 12.1 se presenta tal gráfica.

El pico de la curva, o la energía más probable, tiene lugar a $\varepsilon_{mp} = kT/2$.
La energía promedio por partícula se encuentra mediante la ecuación (12.9):

$$\begin{aligned}\bar{\varepsilon} &= \frac{1}{N_p}\sum_{j=0}^{J} N_j \varepsilon_j \\ &= 2(kT)^{-3/2}\left(\frac{1}{\pi}\right)^{1/2}\int_0^\infty \varepsilon^{3/2} \exp\left(\frac{-\varepsilon}{kT}\right) d\varepsilon \qquad (12.10)\end{aligned}$$

En la ecuación (12.10), la suma se reemplazó por una integración debido a la hipótesis de que las partículas pueden poseer *cualquier* energía y, por lo tanto, los niveles de energía forman una distribución continua, como la de la grafica en la figura 12.1. En la ecuación (12.10) la integración se realiza mediante un cambio de variables, permitiendo que $X^2 = \varepsilon/(kT)$, se obtiene

$$\begin{aligned}\bar{\varepsilon} &= \frac{4kT}{\pi^{1/2}}\int_0^\infty X^4 \exp(-X^2)\, dX = \frac{4kT}{\pi^{1/2}}\,\frac{3(\pi^{1/2})}{8} \\ &= \tfrac{3}{2}kT \qquad (12.11)\end{aligned}$$

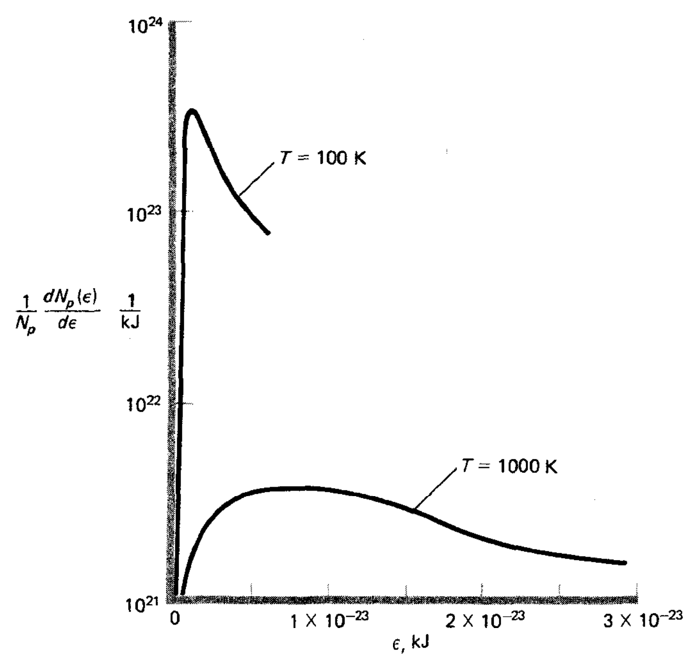


Figura 12.1 Distribución de Maxwell-Boltrmann para la energía.

Se imponen algunas observaciones. Al elevarse la termperatura, tanto $\bar{\varepsilon}$ como $\bar{\varepsilon}_{mp}$ aumentan en la misma proporción. También la distribución de las partículas con respecto a la energía, en la figura 12.1, se hace más difusa al aumentar la temperatura, lo cual está de acuerdo con los argumentos presentados en el capítulo 5, en relación con el cambio de entropía y la transferencia de calor y donde se observó que la entropía, o "incertidumbre", disminuye con la transferencia de calor desde la masa de control. En la figura 12.1 se ve que una transferencia de calor de la masa de control disminuye la temperatura de dicha masa, pero que la distribución de la energía entre las partículas se vuelve más compacta; es decir, se está más seguro de la energía que tiene cierta partícula dada, ya que el intervalo de valores es menos difuso a bajas temperaturas.

Algunas predicciones empleando la distribución de Maxwell-Boltzmann

Ahora se verá cómo la distribución de Maxwell-Boltzmann puede dar aún más información. Supóngase que las partículas en estudio tienen masas puntuales y se encuentran dentro de un contenedor adiabático, que las partículas sufren choques perfectamente elásticos entre ellas y contra la superficie del contenedor, y que las partículas únicamente poseen energía cinética. Este modelo tiene muchas de las características de un gas monoatómico.

En ese gas idealizado, la presión ejercida sobre la superficie del contenedor se puede encontrar mediante la rapidez de cambio del impulso y, por consiguiente, por

la fuerza ejercida sobre las paredes por las partículas al chocar y rebotar en colisiones perfectamente elásticas con dicha superficie. En cada partícula, el cambio del impulso Ap al chocar contra la pared es (Fig. 12.2)

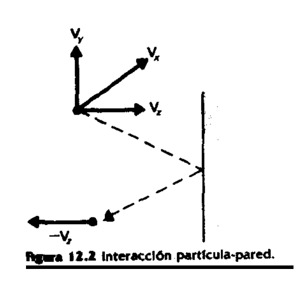


Figura 12.2 Interacción partícula-pared.

$$\text{Ap} = mV, - m(-\mathbf{V}_z) = 2m\mathbf{V}_z \qquad (12.12)$$

Examinando la figura 12.3, se encuentra el número de partículas con velocidad $\mathbf{V}_z$ que chocan contra la pared por unidad de tiempo y de área. Cualquier partícula cuya componente de velocidad sea $\mathbf{V}_z$, comprendida en la distancia $\Delta L = \mathbf{V}_z \Delta t$ de la pared, chocará contra ésta dentro del intervalo de tiempo At. Si hay $dN(\mathbf{V}_z)/V$ partículas por unidad de volumen con velocidad $\mathbf{V}_z$, entonces el número de partículas con esa velocidad que chocarán contra la pared por unidad de tiempo es
$dN(\mathbf{V}_z)/\Delta t = A\Delta L\, dN(\mathbf{V}_z)/(V\text{ At}) = A\mathbf{V}_z\, dN(\mathbf{V}_z)/V.$
La rapidez del cambio total del impulso en la pared se debe al número de partículas que chocan contra ésta por unidad de tiempo multiplicado por el cambio del impulso por partícula e integrando sobre las velocidades de todas las partículas, o sea

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{m}{dt}\int_0^\infty \mathbf{V}_z\, dN(\mathbf{V}_z) = \frac{Am}{V}\int_0^\infty \mathbf{V}_z^2\, dN(\mathbf{V}_z) \qquad (12.13)$$

Sin embargo, la integral de la derecha es simplemente el promedio del cuadrado de la velocidad (la velocidad cuadrática media) multiplicado por el número de partículas por unidad de volumen; es decir,

$$\int_{\mathbf{V}_z=0}^\infty \mathbf{V}_z^2\, dN(\mathbf{V}_z) = N\overline{\mathbf{V}_z^2} \qquad (12.14)$$

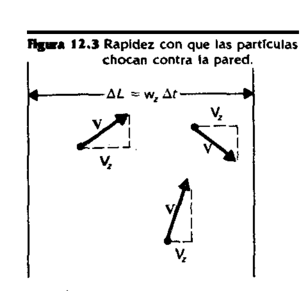
por ló que la ecuación (12.13) se escribe como

$$V\left(\frac{F}{A}\right) = PV = mN\overline{\mathbf{V}_z^2} \qquad (12.15)$$

La energía cinética promedio de una partícula de gas es igual a la suma de las tres componentes, obteniéndose

$$\bar{\varepsilon} = \left(\frac{m}{2}\right)(\overline{\mathbf{V}_x^2} + \overline{\mathbf{V}_y^2} + \overline{\mathbf{V}_z^2}) \qquad (12.16)$$

Figura 12.3 Rapidez con que las partículas chocan contra la pared.



Si se considera que las tres componentes de la velocidad cuadrática media son iguales (si no fuera así, todas las partículas terminarían en una porción dada del contenedor), la energía promedio por partícula resulta

$$\bar{\varepsilon} = \left(\frac{3m}{2}\right)\overline{\mathbf{V}_z^2} \qquad (12.17)$$

De acuerdo con la distribución de Maxwell-Boltzmann, la energía promedio por partícula [Ec. (12.1 1)] simplemente es $\frac{3}{2}kT$, por lo tanto

$$\overline{\mathbf{V}_z^2} = \left(\frac{2}{3m}\right)\bar{\varepsilon} = \left(\frac{2}{3m}\right)\frac{3kT}{2} = \frac{kT}{m} \qquad (12.18)$$

Sustituyendo en la ecuación (12.15) se obtiene

$$PV = NkT = \left(\frac{N}{N_a}\right)(kN_a)T \qquad (12.19)$$

pero como $kN_a = \bar{R}$ y N/N_a = n, el número de moles del gas, la ecuación (12.19) queda

$$PV = n\bar{R}T \qquad (12.20)$$

¡El modelo elegido para el gas obedece a la ley de los gases ideales! Puede ser que, en sí, esto no resulte sorprendente; pero se ha desarrollado un enfoque poderoso sobre lo que es un gas ideal a nivel microscópico. Ademas, dado que se conoce algo sobre la energía contenida en dicho gas y cómo ésta se relaciona con la temperatura, es posible avanzar en el **análisis.**

Se examinara ahora la energía'contenida en el gas. Puesto que se había supuesto que **sólo** estaba presente la energía cinética translacional (para recurrir a la distribución de Maxwell-Boltzmann), la energía contenida por una mol de gas es

$$\bar{u} = N_a\bar{\varepsilon} = N_a(\tfrac{3}{2}kT) = \tfrac{3}{2}\bar{R}T \qquad (12.21)$$

y la energía interna del gas es sólo función de la temperatura, lo cual se sabe que es correcto para un gas ideal. Derivando $\bar{u}$ respecto a la temperatura se obtiene

$$\frac{d\bar{u}}{dT} = \bar{c}_v = \tfrac{3}{2}\bar{R} \qquad (12.22)$$

Y así se predice el valor de la propiedad $\bar{c}_v$ para un gas ideal. A decir verdad, ¡la predicción de $\bar{c}_v$ para todos los gases resulta la misma! Obviamente esto no es cierto; pero si se examinan los valores molares de $\bar{c}_v$ para *los* gases *monoatómicos, se* encuentra que la predicción es bastante precisa dentro de un amplio intervalo de temperaturas. En moléculas más complejas, la hipótesis de que la energía interna $\bar{u}$ está constituida únicamente por la energía translacional ya no es válida y debe ampliarse el modelo.

En el enfoque clásico no se podían predecir los valores de las propiedades; era factible desarrollar relaciones entre ellas, pero se estaba siempre forzado a realizar un conjunto mínimo de medidas experimentales para encontrar las 'propiedades restantes.

Extensión a moléculas diatómicas

¿Es posible ampliar los resultados del modelo simple a moléculas diatómicas y aun a moléculas mas complejas? Se han hecho muchos intentos al respecto; uno que resulta sencillo y útil se refiere a observar que la energía cinética translacional está constituida por las tres componentes de la velocidad, de acuerdo con la ecuación (12.16). Más aún, esta **energía** translacional se ha igualado a la energía promedio que se obtiene por la distribución de Maxwell-Boltzmann, $\frac{3}{2}kT$. Por lo tanto, es

posible asignar el valor $\frac{1}{2}kT$ a cada componente de la energía **cinética;** en otras palabras, se puede *dividir* la energía cinética total de una partícula en sus componentes, cada una con un valor de $\frac{1}{2}kT$.

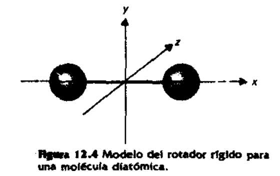


Figura 12.4 Modelo del rotador rígido para una molécula diatómica.

Ahora se examinará, una molécula diatómica **(Fig. 12.4),** la que se considerar8 que actúa como dos masas unidas con una barra rígida. Tal modelo recibe el nombre de ***rotador rígido.*** El eje pasa por las dos masas y se originan otros dos ejes mutuamente perpendiculares en el centro de masa de la molécula. Si se supone que el momento de inercia de la molécula es despreciable en la rotación alrededor del eje que pasa por las masas, quedan dos ejes rotacionales para almacenar la energía cinética de **rotación** en el rotador rígido. Si cada uno de esos ejes es capaz de almacenar una cantidad $\frac{1}{2}kT$ de energia **cinética** rotacional, la energía interna total de la molécula diatómica es $\frac{5}{2}\ kT$, es decir, $\frac{3}{2}\ kT$ en energía cinética translacional y $\frac{2}{2}\ kT$ en energía rotacional. Por lo tanto, la energía interna de una mol de gas diatómico es igual a

$$\bar{u} = \tfrac{5}{2}N_a kT \qquad (12.23)$$

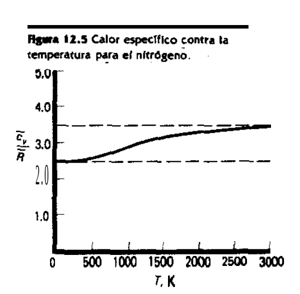
por lo que resulta una predicción de

$$\bar{c}_v = \tfrac{5}{2}\bar{R} \qquad (12.24)$$

Este valor del calor específico molar de un gas **diatómico** ideal es bastante preciso a bajas temperaturas; sin embargo, cuando la temperatura absoluta del gas aumenta, la medida del calor específico también aumenta. Por ejemplo, para el nitrógeno, los datos $\bar{c}_v$ contra T de la tabla D.4 se **grafican** en la figura 12.5. A temperaturas elevadas, el valor de $\bar{c}_v$ parece tender a $\frac{7}{2}\ \bar{R}$. Por lo tanto, si el método de división es correcto, existen dos maneras adicionales para almacenar energía interna en la molécula diatómica a alta temperatura. El modelo corrector más usual considera que los dos átomos que forman la **molécula** ya no están unidos rígidamente; en lugar de una barra rígida, se modela un resorte, el cual permite el ahnacenamiento tanto de energía cinética como potencial cuando el resorte vibra más y **más** intensamente al aumentar la temperatura. Entonces el valor de $\bar{c}_v$ para una molécula diatómica vibrando tiende a $\frac{7}{2}\ \bar{R}$ a temperaturas elevadas.

Estos resultados apoyarían la validez del modelo. Con base en este modelo de molécula diatómica vibrante, se tendrían 7 formas de almacenar la energía, con frecuencia denominadas ***grados de libertad,*** en tanto que el rotador rígido sólo tendría 5. Sin embargo, los grados de libertad en la molécula existen o no existen. No deberían activarse lentamente en función de la temperatura. **¿A** qué se debe la lenta transición de 5 a 7 grados de libertad cuando se eleva la temperatura? **Además,** parece artificial asignar grados de libertad separados a las energías potencial y cinética de **vibración.** Después de todo, las energías cinética y potencial se relacionan durante el proceso de vibración, de manera que su suma es constante. **¿Realmente** se trata de dos formas de almacenamiento de energía? Ahora bien, se necesita encontrar esas dos formas para que el modelo esté de acuerdo con **los** datos experimentales. Este modelo aún está incompleto o, al menos, no está totalmente entendido.

Figura 12.5 Calor específico contra la temperatura para el nitrógeno.



Cuando se desea modelar moléculas más complejas (poliatómicas), el enfoque de la teoría cinética que se ha empleado se vuelve menos fructífero. Sin embargo, provee de un modelo simple para el **comportamiento** de un gas y, junto con el **princi-**

pio de equipartición de la energía (que asigna $\frac{1}{2}kT$ a cada forma posible de energía), resulta históricamente importante, ya que unidos dan una explicación útil de las observaciones macroscópicas disponibles en la termodinámica clásica. También se han encontrado algunas ecuaciones útiles para la energía interna y para el calor específico de gases ideales que concuerdan con las observaciones y aun proporcionan predicciones precisas sobre esas propiedades cuando no se cuenta con datos experimentales.

Con este éxito, ¿cómo se va a proceder para predecir otras propiedades y comprender mejor la termodinámica macroscópica? Cuando se trata de avanzar en la teoría cinética, se encuentra que algunas hipótesis previas resultan inválidas en casos importantes. Resultaría conveniente el examen de las consecuencias de las primeras hipótesis: en particular, ¿qué sucede si no se cuenta con todas las energías posibles para las partículas en estudio, como se consideró en la ecuación (12.9)? y ¿siguen todas las partículas la distribución de Maxwell-Boltzmann o se debe emplear otra distribución de energía?

Se ha visto que resulta bastante difícil construir modelos del comportamiento detallado de átomos y moléculas con base en la estructura microscópica en cuestión. Un enfoque más provechoso es observar el comportamiento estadístico promedio de un grupo de-moléculas cuya estructura exacta se desconoce, pero cuyo comportamiento promedio puede inferirse. Tal enfoque recibe el nombre de ***mecánica estadística***, a diferencia del planteamiento de la teoría cinética que se empleó antes y que está intimamente ligado a las hipótesis sobre propiedades estructurales de los átomos y de las moléculas.

Realmente casi todos los detalles que requieren los fundamentos matemáticos de la mecánica estadística, fueron puestos a principios del siglo XX por el termodinámico norteamericano Josiah Willard Gibbs. Sin embargo, en ese entonces la descripción estadística del comportamiento molecular se limitó a la distribución de Maxwell-Boltzmann, que como se vio tiene algunas fallas. Así pues, aunque el ***método*** propuesto por Gibbs es completo y correcto, la información de que se dispuso en ese entonces resulto incompleta y llevó a predicciones erróneas. Para evitar esa trampa, se hace una digresión hacia un área más interesante, la mecánica cuántica, y luego se regresa a la meta de ofrecer una reseña de los planteamientos estadísticos de la termodinámica con una información más completa de la que disponía Gibbs.

12.3 Influencia de los efectos cuánticos

Con anterioridad, todos los modelos (incluyendo la distribución de Maxwell-Boltzmann) se basaron en la hipótesis de que la mecánica newtoniana da una descripción valida de la interacción entre partículas a nivel microscópico. Sin embargo, existe bastante evidencia de que no es así, particularmente en las observaciones del comportamiento de las propiedades de los sólidos a baja temperatura, la absorción de energía radiante por los gases y aun la confrontación entre los valores predichos y los observados de los calores específicos de los gases.

La mecánica clásica no es capaz de dar explicaciones satisfactorias de los fenómenos observados, lo cual condujo a los físicos de principios del siglo XX a probar

un enfoque diferente. Max Planck, al tratar de predecir la distribución observada de la energía radiante con respecto a la longitud de onda para una superficie radiante ideal, se vio forzado a modelar los valores posibles de la **energía** radiante como discretos; es decir, no todas las energías son posibles, **sólo** múltiplos discretos de un valor base. **Unicamente** mediante tal hipótesis pudo conciliar las predicciones con la experimentación, donde las predicciones basadas en la física clkica habían fallado. **Niels** Bohr se sirvió de esta idea sobre estados discretos de energía para construir el modelo del átomo de hidrógeno, que logró predecir con exactitud las características de la radiación absorbida por el hidrógeno, gaseoso, cuando nuevamente todos los intentos basados en la física clásica habían fallado. Estos éxitos, junto con otros debidos a Albert Einstein, llevaron a un mayor desarrollo y a la aceptación **final** de la idea original de Planck.

Un avance más en el desarrollo de la teoría cuántica se debió posteriormente a la sugerencia de Louis de Broglie sobre la intima relación existente entre la energía y la materia, por lo cual, ambas **deberían** poseer características de ondas. Esta sugerencia casi inmediatamente tuvo una sorprendente confirmación en los resultados de los trabajos experimentales de **Davisson** y Weeks sobre los patrones que resultan de la **dispersión** de los electrones por superficies solidas, lo cual **sólo** puede explicarse asociando una longitud de onda a las partículas empleadas en el experimento. Este trabajo llevó a una descripción matemática de las propiedades ondulatorias de la materia debida a Schrödinger **(1887-1961).** Esta ecuación describe la probabilidad de que la materia exista en una posición dada a un tiempo determinado, dando impulso a la idea de que el conocimiento del comportamiento de un sistema microscópico podría, en el mejor de los casos, tener una base estadística o probabilística, más que la base determinista propuesta por la mecánica newtoniana. No es necesario tratar con detalle la solución de la ecuación de **Schrödinger;** basta **señalar** su forma independiente del tiempo en coordenadas cartesianas:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\left(\frac{8\pi^2 m}{h^2}\right)(\epsilon - \mathrm{EP})\psi = 0 \tag{12.25}$$

donde ψ es la ***función de onda*** que describe la amplitud o "presencia" de una "onda material" en el espacio, EP es la energía potencial y h es la constante de Planck, 6.6262×10^{-34} J . s.

12.3.1 Un ejemplo de cuantización

Si se examina una sola partícula que se mueva a lo largo del eje de coordenadas x, entre dos planos paralelos infinitos separados por una distancia L, *se ve* que no hay energía potencial y, en tal caso, la ecuación de Schrödinger se reduce a

$$\frac{d^2\psi_x}{dx^2}+\left(\frac{8\pi^2 m}{h^2}\right)\varepsilon\psi_x = 0 \tag{12.26}$$

Esta ecuación diferencial es ordinaria y lineal de segundo orden y se necesitan fijar dos condiciones de frontera para obtener una solución completa. Si la partícula no puede escapar de la contención y ψ_x se relaciona con la probabilidad de que la

partícula exista en cierta posición, entonces es necesario que $\psi_x = 0$ a $x \leq 0$ y a $x \geq L$. La solución de la ecuación (12.26) es

$$\psi_x = A \operatorname{sen} \left(\frac{8\pi^2 m\varepsilon}{h^2}\right)^{1/2} x + B \cos \left(\frac{8\pi^2 m\varepsilon}{h^2}\right)^{1/2} x \tag{12.27}$$

Aplicando las condiciones de frontera $\psi_x = 0$ a $x = 0$ se obtiene $B = 0$ y con la condición $\psi_x = 0$ a $x = L$ se obtiene

$$0 = A \operatorname{sen} \left(\frac{8\pi^2 m\varepsilon}{h^2}\right)^{1/2} L \tag{12.28}$$

Para que la ecuación (12.28) tenga otra solución además de la trivial $A = 0$, se necesita que el argumento del término que contiene el seno sea un múltiplo de π, o

$$n'\pi = \left(\frac{8\pi^2 m\varepsilon}{h^2}\right)^{1/2} L \qquad n' = 0, 1, 2, 3, \ldots \tag{12.29}$$

Por lo tanto, la energía de la partícula debe ser

$$\varepsilon = \frac{n'^2 h^2}{8mL^2} \qquad n' = 0, 1, 2, 3, \ldots \tag{12.30}$$

Si la ecuación de Schrödinger es correcta (y existe amplia evidencia a partir de otras predicciones de que lo es), este resultado tiene mucha importancia. La energía de la partícula expresada por la ecuación (12.30) sólo puede tener valores $h^2/(8mL^2)$, $h^2/(2mL^2)$, $9h^2/(8mL^2)$, ... Esta *cuantificación* de la energía en cierta progresión discreta de valores parece ser impuesta al sistema por la forma de la ecuación y las condiciones de frontera; pero la predicción de Planck de que para la energía radiante debían existir tales valores discretos de energía es confirmada aquí para una partícula individual de masa m.

Si se golpea una pelota de tenis perfectamente elástica y se le permite rebotar continuamente entre dos paredes, el resultado anterior se puede aplicar para obtener los valores de la energía de la pelota. Después de todo, para el análisis no se han puesto restricciones a la masa de la partícula o al tamaño de la contención. Sin embargo, no se han observado pelotas de tenis con solo valores discretos de energía (velocidades). ¿Está fallando el análisis? Al estudiar cuán grande es la diferencia entre los estados j y k de energía permitida, la ecuación (12.30) predice

$$\varepsilon_j - \varepsilon_k = (j^2 - k^2)\left(\frac{h^2}{8mL^2}\right) \tag{12.31}$$

En una pelota de 0.1 kg y las paredes separadas 1 m, la diferencia de energía entre esos dos estados es

$$\varepsilon_j - \varepsilon_k = \frac{(j^2 - k^2)(6.6262 \times 10^{-34}\ \text{J} \cdot \text{s})^2}{8 \times 0.1\ \text{kg} \times 1^2\ \text{m}^2}$$
$$= (j^2 - k^2)(5.49 \times 10^{-67}) \quad \text{J} \tag{12.32}$$

Para cualquier par de enteros que difieran en la unidad, la diferencia entre los valores cuantizados de la energía es tan pequeña que no puede observarse; por lo tanto, la intuición no se viola. Sin embargo, para partículas con masa muy pequeña, en

"contenedores" también pequeños, se ve que la diferencia de energías entre los estados cuantizados se vuelve apreciable.

Los valores del entero n' que aparecen en la solución reciben el nombre de números cuánticos para este sistema. Cuando están presentan más coordenadas, aparte de x, deben aparecer números cuánticos adicionales en la solución matemática de la ecuación diferencial parcial resultante.

Se podría continuar la solución para expresar la forma final, así como las propiedades, de la función de onda y examinar la probabilidad de encontrar la partícula en un punto dado (el cual es proporcional a ψ^2). Sin embargo, en este momento solo se pretende mostrar que los estados cuantizados de la energía son *un resultado* del punto de vista probabilístico del comportamiento de la materia; no han sido impuestos por el analista y resultan de un modelo que ha demostrado su capacidad para explicar con un alto grado de precisión el comportamiento observado.

No debe causar extrañeza que haya personas a las que moleste la idea de estar compuestas por ondas de materia que interactúan en tal forma que la masa aparece con la probabilidad requerida en el lugar necesario para componer una forma en particular. Einstein pertenece ampliamente a este grupo de personas al decir "Dios no juega a los dados", al igual que Schrödinger cuando dijo "No me gusta, y siento, haber intervenido en eso". A pesar de todo, la teoría cuántica ha resultado muy eficaz y la comprensión que da del comportamiento de la materia ha conducido, entre otras cosas, a la intervención del laser, al transistor y los circuitos integrados, a la energía nuclear, al desarrollo de la biología molecular, a la comprensión del ADN y parece estar a punto de permitir la comprensión del comportamiento de las partículas subatómicas .

12.3.2 Principio de incertidumbre

Una consecuencia de la ecuación de Schrödinger (y otros enfoques de la teoría cuántica) es que el producto de la incertidumbre acerca de la cantidad de movimiento de una partícula (y por ende, de su velocidad), $m\Delta\mathbf{V}$, por la incertidumbre en la posición de dicha partícula Δx, es mayor o igual a una constante. Más exactamente,

$$m\,\Delta\mathbf{V}\,\Delta x \geq \frac{h}{4\pi} \tag{12.33}$$

Esta relación fue primeramente observada y comentada por Werner Heisenberg en 1926. La ecuación (12.33) indica que es imposible medir simultáneamente el impulso y la posición de una partícula con cierto grado de precisión, ya que el producto de las incertidumbres en estas dos cantidades siempre excederá $h/(4\pi)$. La relación proviene de la interpretación de la ecuación de onda, la cual implica que la partícula tiene sólo una probabilidad, no una certeza, de estar en cierto lugar en un tiempo dado. El *principio de incertidumbre de Heisenberg* fija los límites del conocimiento posible sobre la localización y cantidad de movimiento de una partícula. Esta incertidumbre inherente es la que finalmente acabó con el sueño de la física clásica de un universo determinista, donde se pueden trazar las trayectorias de todas las partículas en un futuro a partir del conocimiento de sus estados presentes. Cuanto más precisa sea la determinación de la posición de una partícula, menos preciso será el conocimiento de la cantidad de movimiento y viceversa.

El principio de incertidumbre se aplica no sólo al producto de las incertidumbres de la cantidad de movimiento y la posición, sino a cualquier par de ***variables conjugadas,*** es decir, las variables que al multiplicarse dan un producto con las unidades de h, J · s, tal como la pareja obvia: energía × tiempo.

El tamaño de h (6.6262×10^{-34} J · s) asegura que el principio de incretidumbre no es relevante para los experimentos diarios en un laboratorio; adquiere importancia cuando se trabaja con partículas, tales como los electrones.

12.3.3 Estadística de Bose-Einstein

Satyendra Bose desarrolló el estudio de la estadística que rija los estados posibles de energía en un conjunto de partículas indiferenciables; Albert Einstein amplió este estudio. En este contexto, ***indiferenciables*** significa que se pueden intercambiar dos partículas en el conjunto en estudio y no se nota diferencia alguna en el conjunto. Los fotones y los componentes simples de los gases ideales caen en esta categoría. A las partículas de este tipo se les llama ***bosones.***

Bose y Einstein demostraron que el número de formas en que se podían acomodar N_p bosones dentro de todos los niveles posibles de energía, cuando un nivel de energía dado podía tomar g_j estados cuánticos diferentes (es decir, conjuntos de números cuánticos) con la misma energía, está dado por

$$w_{BE} = \prod_{j=0}^{\infty} \frac{(g_j + N_j - 1)!}{(g_j - 1)!N_j!} \tag{12.34}$$

donde w representa el número posible de arreglos de las partículas entre los estados de energía posibles. Aquí, el símbolo π significa el producto de todos los términos desde j = 0 hasta el infinito. La cantidad g_j recibe el nombre de ***degeneración*** del nivel j y refleja el hecho de que varios conjuntos de números cuánticos pueden predecir un estado con la misma energía. Resulta conveniente agrupar todos los estados de igual energía, mejor que sumarlos separadamente.

Para determinar el número de distribuciones posibles de las partículas entre los niveles de energía, se emplea la ecuación (12.34), y la ecuación (12.3), que requiere el número de partículas en todos los niveles para obtener el número total de partículas, y la ecuación (12.6) que necesita la energía de las partículas en todos los niveles para obtener la energía total en el sistema. Así se encuentra la distribución de la energía de Bose-Einstein (BE) para los bosones, la cual se escribe

$$\frac{N_j}{N_p} = \frac{g_j}{Q_{BE}\{\exp[\varepsilon_j/(kT)] - 1\}} \tag{12.35}$$

donde

$$Q_{BE} = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{g_j}{\exp[\varepsilon_j/(kT)] - 1}$$

Las ecuaciones (12.35) describen la distribución de las partículas entre los diferentes niveles de energía posibles para un sistema en equilibrio termodinámico.

12.3.4 Estadística de Fermi-Dirac

Wolfgang Pauli, en 1925, observó que no más de una partícula **de** cierto tipo podía tener el mismo conjunto de números cuánticos. En este caso, no más de una partícula indiferenciable podría ocupar el mismo estado cuántico. Puesto que g_j estados **cuánticos** degenerados pueden tener la misma energía, aún es posible que las partículas indiferenciables se acomoden de muchas formas entre los estados degenerados, en tanto que no más de una partícula esté en cualquier estado degenerado dado en el **nivel** j.

Para tal estado, **la** estadística difiere ligeramente de la de Bose-Einstein. El problema fue resuelto en forma independiente por **Enrico** Fermi y Paul Dirac (aquí se empleará el subíndice FD) en 1925 y 1926. Los resultados son

$$w_{FD} = \prod_{j=0}^{\infty} \frac{g_j!}{N_j!(g_j - N_j)!} \tag{12.36}$$

Y

$$\frac{N_j}{N_p} = \frac{g_j}{Q_{FD}\{\exp[\varepsilon_j/(kT)] + 1\}} \tag{12.37}$$

donde

$$Q_{FD} = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{g_j}{\exp[\varepsilon_j/(kT)] + 1}$$

Como en el caso anterior, la distribución de las partículas entre los niveles de energía **posibles [Ec. (12.37)]** se refiere a sistemas en equilibrio termodinámico. Las partículas que obedecen esta estadística incluyen a los electrones y a los protones y generalmente reciben el nombre de ***fermiones.***

Una observación importante, aplicable a las partículas que constituyen las sustancias estudiadas en este texto, consiste en la gran diferencia que existe en la forma **de** las ecuaciones (12.35) y (12.37) y la distribución de Maxwell-Boltzmann, ecuación (12.9).

12.3.5 Estadística de Maxwell-Boltzmann

Para gases diluidos, el número de estados degenerados g_j, en cierto nivel de energía, es **muy** grande en comparación con el número de partículas en ese nivel N_j. Debe observarse que en el límite $g_j >> N_j$, según la estadística de Bose-Einstein.

$$\frac{(g_j + N_j - 1)!}{(g_j - 1)!} = (g_j + N_j - 1)(g_j + N_j - 2)\cdots(g_j + 1)(g_j)\frac{(g_j - 1)!}{(g_j - 1)!}$$
$$= (g_j + N_j - 1)\cdots(g_j + 1)g_j \approx g_j^{N_j} \tag{12.38}$$

En forma similar, según la estadística de Fermi-Dirac

$$\frac{g_j!}{(g_j - N_j)!} = \frac{g_j(g_j - 1)(g_j - 2)\cdots(g_j - N_j + 1)(g_j - N_j)!}{(g_j - N_j)!}$$
$$= g_j(g_j - 1)\cdots(g_j - N_j + 1) \approx g_j^{N_j} \tag{12.39}$$

Sustituyendo las ecuaciones (12.38) y (12.39) en (12.34) y **(12.36),** respectivamente, se obtiene

$$w_{BE} = w_{FD} = \prod_{j=1}^{\infty} \frac{g_j^{N_j}}{N_j!} \qquad (12.40a)$$

al límite $g_j \gg N_j$. ***Así pues, en un gas diluido*** al límite cuando hay mas estados de energía disponibles que partículas, tanto los bosones como los fermiones obedecen una misma estadística. Si las partículas son ***diferenciables,*** es decir, que al intercambiar dos partículas cualesquiera se obtienen un nuevo estado definido, entonces el número posible de distribuciones está dado por

$$w_{MB} = N_p! \prod_{j=0}^{\infty} \frac{g_j^{N_j}}{N_j!} \qquad (12\text{-}40b)$$

resultando la estadística de Maxwell-Boltzmann. Empleando la ecuación **(12.40*a*)** junto con las ecuaciones (12.3) y (12.6) para desarrollar la distribución de la energía para un gas diluido, se llega a

$$\frac{N_j}{N_p} = \frac{g_j}{Q \exp[\epsilon_j/(kT)]} \qquad (12.41)$$

donde $Q = \sum g_j/\exp[\varepsilon_j/(kT)]$. A esta forma particular de Q generalmente se le da el símbolo’2 (de la palabra alemana ***Zustandssumme*** o suma de estados) y recibe el nombre de ***función de partición,***

La ecuación **(12.40*b*)** también puede deducirse directamente de la estadística que gobierna a las partículas distinguibles; es decir, partículas en un sistema donde se puede notar el intercambio entre dos partículas cualesquiera. En la ecuación **(12.40*b*)** ***se*** observa que el número de estados posibles w para tal sistema es mucho mayor que para los sistemas descritos en las estadísticas de Bose-Einstein (BE) o de Fermi-Dirac (FD), ya que cada intercambio entre dos partículas de tal sistema conduce a otro estado. Estos estados adicionales no tienen lugar si las partículas son indistinguibles.

A las partículas que pertenecen a los sistemas descritos por las ecuaciones **(12.40*a*)** y (12.41) se les llama ***boltzones,*** ya que esas ecuaciones resultan de sistemas cuantizados que de otra forma estarían descritos por la distribución clásica (o continua) de Maxwell-Boltzmann. Así que la ecuación (12.41) también recibe el nombre de distribución de Maxwell-Boltzmann. Debe observarse que no es posible **graficar** la **ecuación** (12.41) hasta que el sistema y las partículas dentro de **éste** están completamente descritos por la mecánica cuántica. Una vez que esto sucede, es posible encontrar los valores de los niveles de energía ε_j y la degeneración de cada nivel g_j, y así evaluar Z para ese sistema.

12.4 Aplicaclones de la información de microsistemas: entropía y otras propiedades

Propiedades

En el capitulo 5 se describió la entropía como una medida de la aleatoriedad, el desorden o la incertidumbre. Ahora es posible examinar el significado de **tales**

conceptos. Obsérvese que la cantidad w es el número de formas en que un sistema de partículas puede distribuirse entre los posibles estados de energía disponibles. En tanto que w aumenta, cada vez se está menos seguro de la distribución particular de la energía de la partícula, puesto que existen más posibilidades.

En los boltzones, que son representativos de las partículas de un gas ideal, el número de distribuciones posibles de las partículas está dado por la ecuación (12.40~). Si la entropía es una medida de la incertidumbre sobre el estado verdadero del sistema, se espera que S se relacione directamente con w. Sin embargo, w tiene un valor muy grande para cualquier sistema compuesto de N_p partículas, por lo que se va a intentar una ecuación de la forma

$$S = C \ln w \tag{12.42}$$

donde C es una constante de proporcionalidad. Existen más razones de base para elegir esta forma, pero baste simplemente observar que funciona bien. Además, ofrece la ventaja de predecir el valor de S igual a cero para un sistema que tiene sólo un estado posible (w = 1), reflejando así el hecho de que se puede estar seguro del estado de tal sistema.

Si ahora se aplica esta ecuación a la entropía, en el caso de un gas ideal, se verá qué resultados se obtienen. Al sustituir la ecuación (12.4.0*a*) para eliminar w, queda

$$S = C \ln \prod_{j=0}^{\infty} \frac{g_j^{N_j}}{N_j!} = C \sum_{j=0}^{\infty} \ln \frac{g_j^{N_j}}{N_j!} = C \sum_{j=0}^{\infty} (\ln g_j^{N_j} - \ln N_j!)$$

$$= C \sum_{j=0}^{\infty} (N_j \ln g_j - \ln N_j!) \tag{12.43}$$

El término final se puede evaluar mediante el empleo de la ***aproximación de Stirling,*** la cual establece

$$\ln N_j! \approx N_j \ln N_j - N_j \tag{12.44}$$

Sustituyendo la ecuación (12.44) en (12.43) resulta

$$S = C \sum_{j=0}^{\infty} N_j \left(\ln \frac{g_j}{N_j} + 1 \right) \tag{12.45}$$

Ahora se resuelve la ecuación (12.41) (de la distribución al equilibrio de las partículas entre los niveles de energía) para g_j/N_j y se sustituye en la ecuación (12.45), lo cual da

$$S = C \sum_{j=0}^{\infty} N_j \left\{ \ln \frac{Z \exp[\varepsilon_j/(kT)]}{N_p} + 1 \right\}$$

$$= C \sum_{j=0}^{\infty} N_j \left(\ln \frac{Z}{N_p} + \frac{\varepsilon_j}{kT} + 1 \right) \tag{12.46}$$

Finalmente, se sustituyen las ecuaciones (12.2) y (12.6), quedando

$$S = C \left(N_p \ln \frac{Z}{N_p} + \frac{U}{kT} + N_p \right) \tag{12.47}$$

¿Es posible identificar la constante de proporcionalidad C? Tomando la derivada parcial de S con respecto a U, manteniendo V constante (caso en el cual Z es constante) se obtiene

$$\left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_V = \frac{C}{kT} \qquad (12.48)$$

Sin embargo, la ecuación (5.9) da $(\partial U/\partial S)_V = T$, por lo que la constante resulta $C = k$, la constante de Boltzmann, para que concuerden los puntos de vista micros& pico y macroscópico. Por lo tanto, para un gas diluido de boltzones, la entropia esta dada por

$$S = k \ln w = k\left(N_p \ln \frac{Z}{N_p} + \frac{U}{kT} + N_p\right) \qquad (12.49)$$

Obsérvese que esta es la entropía absoluta del sistema. Se ha tenido éxito en relacionar directamente la entropía con el comportamiento cuántico del sistema mediante la función de partición Z.

Se aplica la ecuación (12.6) para encontrar U, al sustituir la ecuación (12.41) y eliminar así N_j:

$$U = \sum_{j=0}^{\infty} N_j \varepsilon_j = \frac{N_p}{Z} \sum_{j=0}^{\infty} g_j \varepsilon_j \exp\left(\frac{-\varepsilon_j}{kT}\right) \qquad (12.50)$$

Obsérvese que

$$\frac{dZ}{dT} = \frac{1}{kT^2} \sum_{j=0}^{\infty} g_j \varepsilon_j \exp\left(\frac{-\varepsilon_j}{kT}\right) \qquad (12.51)$$

por lo que

$$U = \frac{N_p k T^2}{Z}\frac{dZ}{dT} = N_p k T^2 \frac{d(\ln Z)}{dT} \qquad (12.52)$$

Este resultado se sustituye en la relación final de S [Ec. (12.49)] y así S depende únicamente de N_p, T y Z.

Finalmente, la función de Helmholtz A, está dada por

$$A = U - TS = -N_p kT\left(\ln \frac{Z}{N_p} + 1\right) \qquad (12.53)$$

Se recuerda que la función de Helmholtz, tal como se empleó aquí, es una ecuación fundamental; ahora que se cuenta con esta relación, dada en la ecuación (12.53), es posible encontrar las otras propiedades termodinámicas de un sistema de boltzones en equilibrio termodinámico. La única pieza que falta a la información es la función de partición; una vez que ésta se conoce, se pueden deducir todas las propiedades del gas.

Función de partición para un gas monoatómico

Por ahora, el objetivo es mostrar únicamente la metodología y la potencia de la termodinámica estadística, sin entrar en detalles, salvo al considerar un solo caso. Se va a examinar un gas monoatómico ideal, que tiene únicamente energía transla-

cional. (Realmente, a temperaturas elevadas, la energía almacenada en los niveles de energía electrónica se vuelven importantes, pero por el momento se ignorará su efecto.)
En tal caso, la energía cinética translacional cuantizada equivale a $\varepsilon_j = m\overline{\mathbf{V}_j^2}/2$
Por ello la función de partición se escribe

$$Z = \sum_{j=0}^{\infty} g_j \exp\left(\frac{-\varepsilon_j}{kT}\right) = \sum_{j=0}^{\infty} g_j \exp\left(\frac{-m\overline{\mathbf{V}_j^2}}{2kT}\right) \qquad (12.54)$$

La degeneración g_j se estima a partir del principio de incertidumbre. Para una partícula cuya energía se encuentra en el intervalo $\epsilon_j + \Delta\epsilon_j/2$, el promedio de la velocidad al cuadrado se encontrará en el intervalo dado por

$$\frac{m\overline{\mathbf{V}_j^2}}{2} \pm \frac{m}{2}\Delta\overline{\mathbf{V}_j^2} = \varepsilon_j \pm \frac{\Delta\varepsilon_j}{2} \qquad (12.55)$$

Si se puede determinar el número de partículas indistinguibles con velocidades dentro del intervalo $\Delta\mathbf{V}_j = (\Delta\mathbf{V}_j^2)^{1/2}$, entonces la **ecuación** (12.55) da el número de **partículas** con energías en el intervalo correspondiente. El número de partículas con $\Delta\epsilon_j$ alrededor de ϵ_j justamente es la degeneración g.

El producto de la cantidad de movimiento por la posición en el espacio de todas las partículas con energía $\varepsilon_j \pm \Delta\varepsilon_j$ es $m\Delta\mathbf{V}_x \cdot m\Delta\mathbf{V}_y \,.\, m\Delta\mathbf{V}_z \cdot$ Ax Ay Az. Esta cantidad con seis dimensiones es parte de lo que se llama ***espacio de fases.*** El espacio de fases ocupado por una sola partícula está dado por la ecuación (12.33) como $m\Delta\mathbf{V}_x \cdot m\Delta\mathbf{V}_y \cdot m\Delta\mathbf{V}_z$ Ax Ay $\Delta z \approx h^3$. De esta forma se ve que la **degeneración** es el espacio de fases ocupado por todas las partículas con energía dentro de $\Delta\varepsilon_j$ dividido por el espacio de fases por partícula, o sea

$$g_j = \frac{m\,\Delta\mathbf{V}_x \cdot m\,\Delta\mathbf{V}_y \cdot m\,\Delta\mathbf{V}_z \cdot \Delta x\,\Delta y\,\Delta z}{h^3}$$
$$\approx \left(\frac{m}{h}\right)^3 d\mathbf{V}_x\; dv,\; d\mathbf{V}_z\, dx\, dy\, dz \qquad (12.56)$$

La función de partición queda ahora

$$z = \left(\frac{m}{h}\right)^3 \sum_{j=0}^{\infty} \left\{dx\,dy\,dz \exp\left[\frac{-m(\mathbf{V}_x^2 + \mathbf{V}_y^2 + \mathbf{V}_z^2)}{kT}\right] d\mathbf{V}_x\, d\mathbf{V}_y\, d\mathbf{V}_z\right\}_{j} \qquad (12.57)$$

Como se hizo para la pelota de tenis en la sección 12.3.1, se puede mostrar que la diferencia entre los niveles de energía, para gases monoatómicos en condiciones variadas, es muy pequeña; esto permite reemplazar la suma en la ecuación (12.57) por una integración sobre la velocidad y la dirección, así que Z queda

$$Z = \left(\frac{m}{h}\right)^3 \int_{z=0}^{\infty}\int_{y=0}^{\infty}\int_{x=0}^{\infty} dx\,dy\,dz$$
$$\times\left[\int_{\mathbf{V}_x=-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m\mathbf{V}_x^2}{2kT}\right) d\mathbf{V}_x \int_{\mathbf{V}_y=-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m\mathbf{V}_y^2}{2kT}\right) d\mathbf{V}_y\right.$$

$$\times \int_{\mathbf{V}_z=-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m\mathbf{V}_z^2}{2kT}\right) d\mathbf{V}_z\Bigg] \quad (12.58)$$

La triple integral sobre $dx\ dy\ dz$ es justamente el volumen del sistema V. Las tres integrales restantes se evalúan con la ayuda de las tablas de integrales y cada una da $(2\pi kT/m)^{1/2}$. La función de partición para un gas monoatómico, sin estados de energía electrónica, queda finalmente

$$Z = \left(\frac{V}{h^3}\right)(2\pi mkT)^{3/2} \quad (12.59)$$

Ejemplo 12.1

Deduzca las expresiones para la energía interna u, para el calor específico a volumen constante c_v y para la entropía absoluta del argón. Compare la predicción que se obtiene mediante las expresiones deducidas con los resultados de la tabla D.3, para 300°C y 1 atm.

Solución

Primero, mediante la ecuación (12.52) se llega a

$$U = N_p kT^2 \frac{d(\ln Z)}{dT}$$

$$= N_p kT^2 \frac{d}{dT}\left(\ln \frac{V}{h^3} + \frac{3}{2}\ln 2\pi mk + \frac{3}{2}\ln T\right)$$

$$= \frac{3N_p kT}{2}$$

Sea $N_p = N_a$ para 1 mol de gas; dividiendo entre la masa molecular y observando que $N_a k/M = R$, queda

$$u = \frac{U}{M} = \frac{3RT}{2}$$

Entonces

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = \frac{3R}{2}$$

Estos resultados son los mismos que se obtuvieron para un gas monoatómico ideal mediante el enfoque clásico.

Sustituyendo el resultado de U en la ecuación (12.49) queda

$$S = kN_p\left(\ln \frac{Z}{N_p} + \frac{5}{2}\right)$$

Sustituyendo Z de la ecuación (12.59) da,

$$S = kN_p\left\{\ln\left[\left(\frac{V}{N_p h^3}\right)(2\pi mkT)^{3/2}\right] + \frac{5}{2}\right\}$$

Cuanao $N_p = N_a$, entonces S resulta la entropía por mol. Si se divide entre la masa molecular del gas M, se obtiene la entropía específica en kJ/(kg · K), como

$$s = R\left\{\ln\left[\left(\frac{V}{N_a h^3}\right)(2\pi mkT)^{3/2}\right] + \frac{5}{2}\right\}$$

Nótese que se podría aplicar la función de Helmholtz [Ec. (12.53)] para encontrar la ecuación de estado del gas. La diferencial total de la función de Helmholtz en la ecuación (8.5c) expresa P como

$$P = -\left(\frac{\partial A}{\partial V}\right)_T$$

$$= -N_p kT \frac{\partial}{\partial V}\left\{\ln V + \ln\left[\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{N_p h^3}\right] + 1\right\}_T$$

$$= \frac{N_p kT}{V}$$

o con $N_p = N_a$,

$$PV = N_a kT = \bar{R}T$$

lo que no debe sorprender a estas alturas. Haciendo la sustitución en la última relación para s con el fin de eliminar V, queda

$$s = R\left(\tfrac{3}{2}\ln T + \ln\frac{V}{N_a} + \tfrac{3}{2}\ln 2\pi mk - 3\ln h + \tfrac{5}{2}\right)$$

$$= R(\tfrac{5}{2}\ln T - \ln P + \ln N_a k + \tfrac{3}{2}\ln 2\pi mk - 3\ln h + \tfrac{5}{2})$$

$$= c_p \ln T - R\ln P + \text{const}$$

donde se empleó $c_p = c_v + R = 5R/2$ y

$$\text{Const} = R(\tfrac{3}{2}\ln 2\pi m - 3\ln h + \tfrac{5}{2}\ln k + \tfrac{5}{2})$$

$$= R\left[\ln\frac{(2\pi m)^{3/2}k^{5/2}}{h^3} + \frac{5}{2}\right]$$

Esta forma final recibe el nombre de ***ecuación de Sackur-Tetrode*** y predice la entropía absoluta de un gas ideal. Se observa que la dependencia con T y P es la misma que se indicó en la tabla 5.4 para un gas ideal; sin embargo, ahora no se introdujo ninguna constante arbitraria en la relación para la entropía. Todas las constantes de la ecuación de Sackur-Tetrode son conocidas en el caso de un gas monoatómico dado.

Ahora se pueden comparar las predicciones con los valores de la tabla para el argón. Empleando $k = 1.3806 \times 10^{-26}$ kJ/K, $h = 6.6262 \times 10^{-37}$ kJ . (Tabla B.1) $R = 0.20815$ kJ/(kg . K), $m = M/N_a = 39.944/(6.023 \times 10^{23}) = 6.6319 \times 10^{-26}$ kg, se encuentra

$$u = \frac{3RT}{2} = 3(0.208\,15)\frac{273.15 + 300}{2} = 178.95 \text{ kJ/kg}$$

que es comparable con el valor de 179.05 de la tabla D.3. Para c_v,

$$c_v = \frac{3R}{2} = \frac{3(0.208\,15)}{2} = 0.3122 \text{ kJ/(kg . K)}$$

comparable con 0.3124 kJ/(kg . K) de la tabla D.3.

Empleando la ecuación de Sackur-Tetrode y después de combinar los términos logarítmicos, se encuentra

$$s = R\left[\ln \frac{(2\pi m)^{3/2}(kT)^{5/2}}{Ph^3} + \frac{5}{2}\right]$$

$$= 0.208\ 13 \left\{\ln \frac{[2\pi(6.6319 \times 10^{-26})/1000]^{3/2}[(1.3806 \times 10^{-26})(573.15)]^{5/2}}{(101.32)(6.6262 \times 10^{-37})^3} + \frac{5}{2}\right\}$$

$$= 0.208\ 13[\ln (5.0823 \times 10^7) + \tfrac{5}{2}]$$

$$= 4.2\ 134 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$$

que es comprable con $s = s_0 = 4.2163$ kJ/(kg · K) de la tabla D.3.

Comentarios

Las diferencias entre los valores calculados y aquellos que se encuentran en las tablas se deben a dos razones. Pequeñas variaciones se introducen al utilizar los valores ligeramente diferentes de las constantes fundamentales. De mayor importancia es el hecho de que las tablas se elaboraron para incluir el efecto de los estados de energía electrónica, lo que aumenta los valores de u y s sobre aquellos que se calcularon ignorando dicha contribución, como fue el caso anterior. A bajas temperaturas, el efecto de los estados electrónicos es pequeño para la mayoría de los gases., Las tablas incluyen el efecto de los primeros 285 estados electrónicos del argón.

En esta sección se empleó la estadística cuántica para clases generales de partículas que obedecen varios tipos de restricciones (bosones, fermiones) y se mostró que la estadítica se reduce a la de Maxwell-Boltzmann para un gas diluido compuesto de partículas indistinguibles. Al describir el comportamiento de la materia que no se encuentra en la forma de un gas diluido, deben emplearse las estadísticas originales de Bose-Einstein o de Fermi-Dirac, puesto que la hipótesis de que $g_j >> N_j$ ya no es válida. En tales casos, la estadística y la distribución de Maxwell-Boltzmann dan predicciones erróneas.

En el caso de un gas diluido, se han predicho los valores de las propiedades termodinámicas para un gas monoatómico. Debe observarse que no se han hecho hipótesis sobre la estructura del gas, salvo que obedece la estadística aplicable al número de partículas que existen en un nivel de energía dado. Este procedimiento se puede continuar para gases diatómicos y poliatómicos, tomando en cuenta que existe un número mayor de estados de energía cuantizada debido a la presencia de energías de rotación, vibracional y electrónica. Las tablas de los gases del apéndice D se construyeron a partir de las relaciones resultantes.

12.5 Primera ley

La ecuación (12.6) es una relación general para la energía interna de un sistema de partículas en términos de los niveles de energía de cada partícula individual. La ener-

gía interna evidentemente puede cambiar de dos maneras: tanto porque la distribución del nivel de energía ε_j sea alterado, como porque la distribución de las partículas entre esos niveles de energía N_j cambie. Así

$$dU = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon_j \, dN_j + \sum_{j=0}^{\infty} N_j \, d\varepsilon_j \tag{12.60}$$

Al considerar una masa de control, es decir que N_p, el número total de partículas en el sistema, queda fijo, la masa total permanece constante. Suponiendo primero que U cambie sin que la distribución de N_j varíe, es decir, $dN_j = 0$, la probabilidad termodinámica w del sistema permanece Constante durante el proceso [Ec. (12.34), (12.36) o (12.40 a), según la estadística que se aplique]. Puesto que $S = k \ln w$, tal proceso es *isentrópico.* En el capítulo 5 se dijo que los cambios isentrópicos de la energía interna en un proceso se clasifican como trabajo, por lo que se puede identificar

$$\delta W = \sum_{j=0}^{\infty} N_j \, d\varepsilon_j \tag{12.61}$$

Tratando ahora el caso en que U cambia por la variación de la distribución de las partículas entre los estados de energía, en tanto que la distribución de dichos estados de energía permanece constante, es decir, $d\varepsilon_j = 0$, se ve que en este caso w cambia y por lo mismo existe un cambio en el valor de S. Si el proceso es reversible, este cambio ocurre únicamente en virtud del mecanismo de transferencia de calor, por lo que se puede identificar

$$\delta Q = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon_j \, dN_j \tag{12.62}$$

y la ecuación (12.60) es el enunciado de la primera' ley para un sistema cerrado: $\delta Q + \delta W = dU$.

12.6 Observaciones finales

Después de leer cuidadosamente este capítulo, se encuentran algunos enfoques nuevos. Primero, la entropía está relacionada directamente con la incertidumbre acerca del estado microscópico de un sistema de partículas, dado que es directamente proporcional al ln w, el logaritmo natural del número de formas posibles de distribuir las partículas de un sistema entre los diferentes niveles de energía vacantes y las posiciones geométricas disponibles. Así se explica el por qué a la entropía se le ha llamado medida de la incertidumbre, del caos, etc. Estos términos simplemente reflejan el hecho de que entre más formas existan de acomodar las partículas en el sistema, menos información se tiene sobre el estado de las partículas y mayor es la entropía del sistema. También se entiende por qué la entropía del sistema de N_p partículas confinadas en un volumen V aumenta cuando se permite una expansión hasta un volumen $2V$; ahora existen más posiciones que pueden ocupar las partículas, pero disminuye la certeza sobre el estado del conjunto de partículas.

La relación $S = k \ln w$ es fundamental para gran parte de la ciencia y describe

no sólo el comportamiento de la cantidad conocida como entropía, sino que también da información sobre muchos otros tipos de sistemas, incluyendo los biológicos y los de transferencia de información en comunicación y en cómputo. Ludwig Boltzmann, quien primero dedujera esta relación, la consideró tan importante que pidió fuese grabada en su lápida, como se hizo. Se observó cómo resultan formulaciones diferentes para w, dependiendo de a cuáles reglas de la mecánica cuántica obedecen las partículas en estudio. Sólo se analizó brevemente el caso particular de un gas monoatómico diluido; sin embargo, el método se aplica a muchos otros tipos de partículas, incluyendo electrones, fotones, átomos y moléculas en forma sólida, líquida, superfluida, etc. Para predecir el comportamiento termodinámico de esas partículas, basta emplear la formulación correcta en cuanto a w y la función de partición, si bien dicha formulación correcta puede resultar algo compleja.

Este estudio introductorio de latermodinámica se deja en este punto; se han examinado muchas de sus aplicaciones prácticas a problemas de ingeniería, con base en los principios fundamentales. El empleo en los problemas de ingeniería es tan amplio y poderoso que debió condensarse. Diversos campos de la ciencia, que sin excepción emplean algunos de los conceptos desarrollados aquí, incluyen el vasto tema de las artes liberales. Resulta de particular interés observar el impacto que tienen los conceptos de la entropía, de la ecuación de onda y del principio de incertidumbre en materias como la teología y la filosofía, donde se admiten y aplican esas ideas tal como se hizo en ciencia e ingeniería.

Problemas

12.1 Deduzca el resultado $\varepsilon_{mp} = kT/2$ para la energía mas probable en la distribución de Maxwell-Boltzmann, ecuación (12.9).

12.2 Compare los valores de $\bar{c}_v$ para los gases monoatómicos y diatómicos de la tabla C.2 con los predichos por las ecuaciones (42.22) y (12.24), respectivamente.

12.3S Encuentre la incertidumbre de la posición Ax (m), relativa a la precisión en la medida de la velocidad de la pelota de tenis de la sección 12.3.1, cuando esta se mueve a una velocidad de 10 m/s.

12.31 Encuentre la incertidumbre de la posición Ax (ft), relativa a la precisión en la medida de la velocidad de la pelota de tenis de la sección 12.3.1, cuando ésta se mueve a una velocidad de 30 ft/s.

12.4 Un experimento de laboratorio permite medir la velocidad de un electrón dentro de un 0.5%. La masa del electrón se encuentra en la tabla B. 1. ¿Cuál es la mínima incertidumbre en la posición del electrón que puede determinarse con el experimento, cuando la medida de velocidad del electrón es de 3×10^5 m/s?

12.5s Si la posición de un proyectil de 1 g, cuando se mueve por el aire, debe medirse dentro de 10^{-3} cm, ¿cuál es la mínima incertidumbre posible en la medida de la velocidad del proyectil?

12.51 Si la posición de un proyectil de 0.002 lbm, cuando se mueve por el aire, debe medirse dentro de 10^{-3} in, ¿cuál es la mínima incertidumbre posible en la medida de la velocidad del proyectil?

12.6 Empleando la ecuación (12.59) para la función de partición y la forma completa de la distribución de Maxwell-Boltzmann para los boltzones, ecuación (12.41), determine si se obtiene la distribución clásica de Maxwell-Boltzmann de la ecuación (12.9) cuando se trata de un gas monoatómico.

12.7 Desarrolle una relación para la entalpía de un gas ideal en términos de la función de partición Z, de T y de V.

12.8 Un gas tiene tres partículas y existen cuatro estados de energía, cada uno con una degeneración de 2, disponibles para cada partícula. Las poblaciones en los estados son: $N_0 = 2$, $N_1 = 1$, $N_2 = N_3 = 0$. Encuentre la probabilidad termodinámica y la entropía del gas, cuando las partículas del gas obedecen *a)* a la estadística de Bose-Einstein, *b)* a la estadística de Fermi-Dirac y c) a la estadística de Maxwell-Boltzmann.

12.9 *a)* ¿Cuál es el valor de la función de partición para un gas con cuatro estados de energía, cada uno con una degeneración de 10, disponibles para cada partícula? Los estados de energía tienen los valores de $\epsilon_0 = 0$, $\epsilon_1 = kT$, $\epsilon_2 = 2kT$, $\epsilon_3 = 3kT$. *b)* ¿Cuáles son las poblaciones relativas de los cuatro estados de energía?

12.10s Un gas monoatómico ideal tiene una masa atómica de 40 y está en equilibrio termodinámico a $T = 300$ K. Para este gas, ¿cuál es el valor de *a)* la velocidad media de los átomos, *b)* c_p, *c)* u, *d)* h y *e)* s?

12.101 Un gas monoatómico ideal tiene una masa atómica de 40 y está en equilibrio termodinámico a $T = 500°R$. Para este gas, ¿cuál es el valor de *a)* la velocidad media de los átomos, *b)* c_p, *c)* u, *d)* h y *e)* s?

12.11S Grafique la entropía absoluta del kriptón a $P = 2$ atm dentro del intervalo $0 < T \leq 2000$ K. Ignore los estados de energía electrónica.

12.111 Grafique la entropía absoluta del kriptón a $P = 2$ atm dentro

del intervalo 0 c $T \leq$ **3600°R.** Ignore los estados de energía electrónica.

12.12 A partir de $S = k \ln w$, deduzca una relación para el cambio de la entropía de un gas monoatómico ideal, durante una expansión a temperatura constante, de V_1 a V_2. Compare este resultado con el resultado clásico obtenido en el mismo proceso.

APÉNDICE A

Bosquejo histórico del desarrollo de la termodinámica

Confunda el cielo a esos ancianos. Nos han robado nuestras mejores ideas.
Ben Jonson

El desarrollo de la termodinámica clásica permite adentrarse en la totalidad de los procesos científicos y de ingeniería y vislumbrar así las fallas humanas tanto como los triunfos debidos al intelecto.

Con frecuencia la historia de este tema se presenta como una progresión ordenada de ideas, cada una basada en los fundamentos dejados por los investigadores anteriores. Este enfoque tiene cierta validez pero, al igual que en las investigaciones actuales, es frecuente que existan largos periodos en los que las ideas sin valor se mantienen tenazmente a pesar de la evidencia decisiva de su falsedad. En otros casos, cierto número de investigadores casi simultáneamente adopta un paquete nuevo de teoría en su totalidad, a partir del cual inicia su desarrollo. Es más fácil pero no más exacto describir su historia en forma lineal. En 1889 Samuel P. Langley, investigador fuera de lo común, examinó.otro aspecto de la investigación en su discurso al retirarse como presidente de la American Association for the Advancement of Science (Asociación estadounidense para el progreso de la ciencia):

> Con frecuencia escuchamos (sobre el progreso de la ciencia) que debe marchar como un ejército hacia alguna meta bien definida; pero me parece que éste no es el camino de la ciencia, sino únicamente el trayecto aparente desde un punto retrospectivo del compilador, quien probablemente desconoce la confusión real, los movimientos dispersos y retrógrados de los individuos que forman el cuerpo y sólo nos muestra aquellas partes de éste que a él, mirando hacia atrás desde su posición actual, le aparecen en la dirección correcta.
>
> Creo que esta comparación entre el progreso y el ejército, que obedece al impulso de un líder, tiene más error que verdad y a través de las comparaciones se llega a más o menos malas interpretaciones. Prefiero que mejor se piense en una chusma, donde la dirección del conjunto proviene en cierta forma de los impulsos independientes de sus

miembros individuales; no muy diferente a una jauría de perros, que a lo largo de la carrera puede ocultar su juego; pero donde, en una fuga, cada individuo sigue su propio camino, por olfato y no por vista, algunos corriendo hacia adelante y otros hacia atrás; donde el que grita más fuerte hace que muchos lo sigan, con igual frecuencia por un camino equivocado que por uno correcto; donde algunas veces se reconoce que la jauría entera siguió una pista falsa; por este ejemplo menos dignificante, pero que al menos tiene el mérito de contener un poco de verdad, pido disculpa a los escritores de libros de texto.

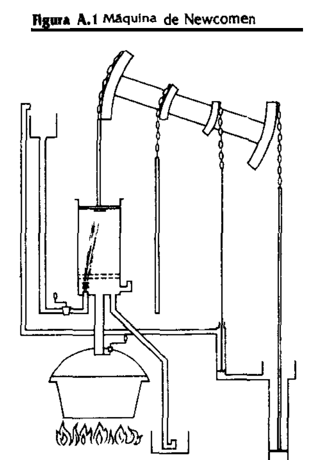
Con esta advertencia en mente, se decidió iniciar un breve viaje histórico a través del desarrollo de la termodinámica clásica.

El concepto de energía fue introducido en el campo de la mecánica por Galileo Galilei (1564 - 1642). Desde mediados del siglo XVII, Sir Isaac Newton y Christian Huygens lo emplearon como un método conveniente para resolver problemas que involucraban cálculos de la altura alcanzada por el péndulo en su vaivén. Sin embargo, dentro del sentido más general con que se emplea la energía en termodinámica, los primeros intentos de cuantificarla se vieron entorpecidos por la falta de entendimiento sobre el hecho de que la transferencia de calor y el trabajo son simplemente formas diferentes de la transferencia de energía. Aún más básicamente, los investigadores se veían importunados por la confusión entre los conceptos de transferencia de calor y temperatura. Fue necesario medir la temperatura antes de que se desarrollaran las ideas sobre transferencia de calor. El primer modelo fue un termómetro de aire debido a Galileo (1592); posteriormente, en 1641, Fernando II, Gran Duque de Toscana presenta el termómetro sellado de alcohol seguido de la sugerencia de Newton sobre un termómetro conteniendo aceite (1701) (quien propuso una escala de temperaturas a partir de 0° en el punto de fusión del hielo hasta un segundo punto fijo a 12° como “el calor máximo que puede alcanzar el termómetro en contacto con el cuerpo humano”). Finalmente, Gabriel D. Fahrenheit crea el termómetro de mercurio en vidrio en 1715. Todo esto sirvió de base a las investigaciones posteriores.
res.

Máquinas térmicas y la teoría de la termodinámica

Ya antes del desarrollo de las medidas cuidadosas de la temperatura y de las teorías termodinámicas, los ingenieros diseñaban varios tipos de máquinas térmicas. En Inglaterra en 1698, Thomas Savery (1650? - 1715) patenta una bomba operada por vapor de agua, basada en el principio propuesto hacia 1663 por Edward Somerset, Marqués de Worcester. La bomba de Savery empleaba un sistema de válvula controlada a mano, resultando embarazosa, lenta e ineficiente. Thomas Newcomen (1663 - 1729), un ferretero de Darmouth, instaló en 1712 la primera máquina a combustión de carbón en servicio en Inglaterra. Un lado del pistón en la máquina estaba a la presión atmosférica, por lo que éste se dirigía hacia la presión más baja del vapor de agua en condensación en el otro lado; en versiones posteriores las válvulas eran operadas por las varillas de la bomba de tal manera que la máquina podía operar sin que se le prestara mucha atención (Fig. A.l).

Figura A.1 Máquina de Newcomen



Fue apenas en 1760 cuando Joseph Black (1728 - 1799), un profesor de medici-

na y química de la Universidad de Glasgow, descubrió las bases de la transferencia de calor como ciencia cuantitativa, al medir en ese año la capacidad calorífica de varios materiales y observar la diferencia entre temperatura y transferencia de calor. De 1761 a 1764 Black demostró los conceptos de calor latente de fusión y de evaporación. Dichos conceptos se convirtieron en la base de la llamada ***teoría del calórico,*** que consideraba la transferencia de calor como la migración de un fluido incoloro desde un cuerpo de mayor temperatura a otro a temperatura más baja. Por ese entonces se pensaba que este fluido calórico era indestructible,

James Watt (1736 - 1819), un escocés fabricante de instrumentos, quien trabajaba por ese tiempo en el laboratorio de Black, se dio cuenta de algunas de las limitaciones de la máquina de Newcomen y construyó unas máquinas que empleaban vapor de agua en un lado del pistón para dirigirlo hacia el otro lado donde se condensaba el vapor de agua a una presión menor. Empleó algunos de los resultados de Black para diseñar un condensador externo (1765) en lugar de recurrir a la condensación dentro del cilindro como lo había hecho Newcomen; con lo cual logró que el cilindro permaneciera a temperaturas elevadas durante el ciclo entero y mejoró notablemente la eficiencia de la máquina. Hacia 1778, Watt y su colaborador Matthew Boulton (1728- 1809) competían contra otros fabricantes y, para comparar sus máquinas con las otras, Watt introduce el concepto de ***servicio,*** que corresponde a una forma de eficiencia de la máquina y se define como “el número de libras que se elevan un pie por fanega de carbón empleada”. Entre 1781 y 1782, Watt inventa la máquina de doble efecto; esta máquina movía un volante permitiendo el movimiento continuo de rotación, el cual no había sido posible con máquinas anteriores ya que la potencia se producía sólo durante la carrera descendente. También define el caballo de fuerza (horsepower) como la rapidez de trabajo debida a un caballo de molino, y calcula ese valor en 33 000 libras de fuerza por minuto ejercidas sobre una distancia de un pie (1782-1783). Este valor se multiplicaba conservadoramente por un factor de 2 para evitar el descontento de los usuarios.

Benjamin Thompson (1753-1814) fue un norteamericano que tornó la desafortunada decisión de apoyar a los británicos y servirles de espía durante la Guerra de Independencia; por lo tanto, juzgó conveniente emigrar a Inglaterra donde fue teniente coronel del ejército británico. Invento, entre otras cosas, la cafetera de goteo. Tuvo por comisión mejorar el armamento del príncipe de Baviera quien le concedió el título de conde de Rumford; en este cargo (1798) observó que había una liberación continua de calor al taladrar un cañón. De ser así, ¿cómo podía conservarse el “fluido calorico” cuando evidentemente se producía en forma continua? Rumford dedujo que la transferencia de calor era “cierta clase de movimiento”. Naturalmente este comentario era válido para cualquiera que observara la producción de energía térmica debida a la fricción, pero generalmente se da el crédito a Rumford por haber llamado la atención de la comunidad científica sobre el hecho. La teoría del calórico continuo siendo aceptada ampliamente como correcta por más de 50 años y gran parte de la interpretación matemática de ella se incluyó completamente en el enfoque moderno de la termodinámica. Rumford había realizado antes (1787-1799) cuidadosos experimentos que mostraban con precisión de una parte en un millón, que el peso de determinadas cantidades de agua no cambiaba durante el proceso de congelación; por lo tanto, si hubiese un fluido calórico, éste no debería pesar prácticamen-

te nada. Rumford terminó sus días en París después de haberse casado (1805) con la viuda de Lavoisier, quien fuera uno de los defensores más decididos de la teoría del calórico.

En los primeros años del siglo XIX, Richard Trevithick (1771-1819) en Inglaterra y Oliver Evans (1755-1819) en los Estados Unidos fabricaban máquinas de vapor de agua que trabajaban con una presión superior a la atmosférica en la caldera (Figs. A.2 y A.3), aumentando considerablemente la eficiencia del ciclo. Trevithick empleó presiones de unas 15 psig.

El reverendo Robert Stirling (1790-1878), un párroco ingles de la Iglesia anglicana, patentó en 18 16 una máquina térmica práctica que empleaba aire como fluido de trabajo. En teoría, el ciclo empleado por la máquina de Stirling se aproximaba al ciclo ideal que Carnot propondría poco después. La máquina tenla importancia práctica ya que operaba a presión baja, eliminando los problemas de seguridad debidos a las presiones cada vez mayores que se empleaban en las calderas.

En 1824, el brillante ingeniero militar francés, Nicolás Leonard Sadi Carnot (1796-1832), hijo del ministro de guerra de Napoleón, presentó su única obra publicada: “Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego y sobre las máquinas capaces de desarrollar esa potencia”, donde mostraba una forma de lo que ahora se conoce como segunda ley de la termodinámica al referirse a la cantidad de trabajo que se puede obtener de una máquina que emplea la transferencia de calor como su energía impulsora. También propuso una forma razonada de la primera ley. Los trabajos de Carnot se presentaron en términos de la teoría del calórico, lo que hizo que investigadores posteriores se adherieran a dicha teoría ya que ‘las predicciones de Carnot eran válidas evidentemente y confirmadas por experimentos. Sin embargo, el propio Camot empezaba a cuestionar los fundamentos de su propio trabajo que se basaban en la teoría del calórico, como lo evidencian los cambios que hizo en las galeras de su manuscrito y por algunas de sus notas inéditas. Carnot murió de cólera a la edad de 36 años cuando se recuperaba de la escarlatina, legando probablemente la más importante contribución individual a la termodinámica clásica.

A principios de la década de 1840, James Prescott Joule (1818-1889) y Julius Robert Mayer (1814-1878) casi simultáneamente expusieron la idea de que tanto la transferencia de calor como el trabajo mecánico eran simplemente formas diferentes de el mismo fenómeno, que ahora se reconoce como transferencia de energía. Ninguna de estas presentaciones de la “teoría mecánica del calor” fue aceptada en ese tiempo.

Las ideas de Joule se basaban en una notable serie de experimentos. En un vaso rotatorio que contenía agua introdujo la armadura de un dínamo y midió el calor cedido al agua cuando pasaba corriente por la armadura 1) estacionaria, 2) girando en dirección de avance y 3) girando en la dirección opuesta. Descubrió que el calentamiento podía incrementarse o decrecer según la dirección de la rotación y que el trabajo entregado era igual a 4.60 N . m/°C por kilogramo de agua. Entonces diseñó una serie de experimentos, incluyendo forzar el agua a través de agujeros dentro de un pistón: 4.25 N . m/(kg · “C); la fricción entre dos superficies sumergidas en agua o en mercurio: 4.25 N . m/(kg · °C); bombear aire dentro de un cilindro cerrado: 4.60 N . m/(kg . °C); permitir que el aire en un cilindro escape lentamente: 4.38 N . m/(kg . °C); y dejar escapar aire lentamente de un cilindro a otro, ambos

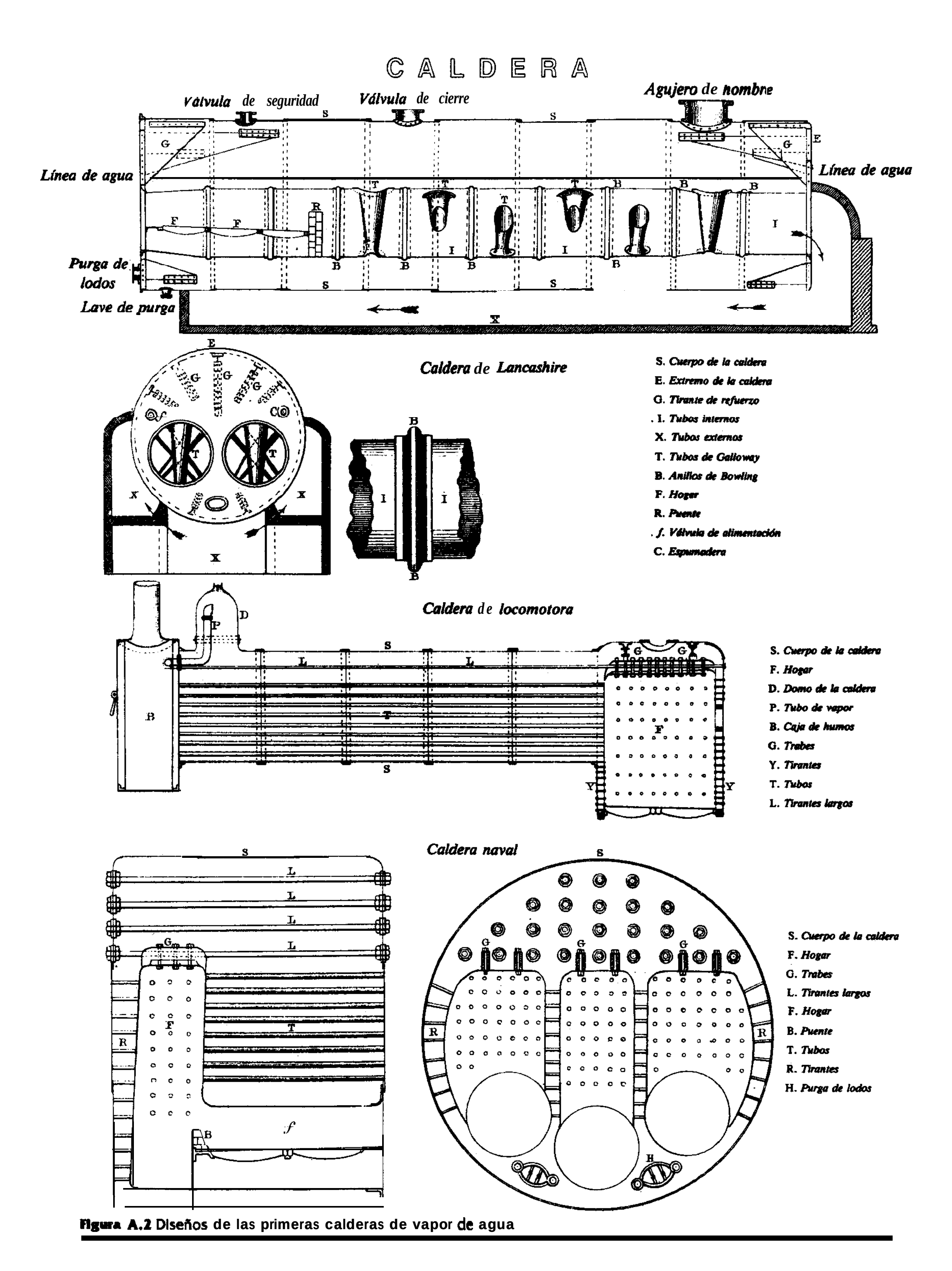
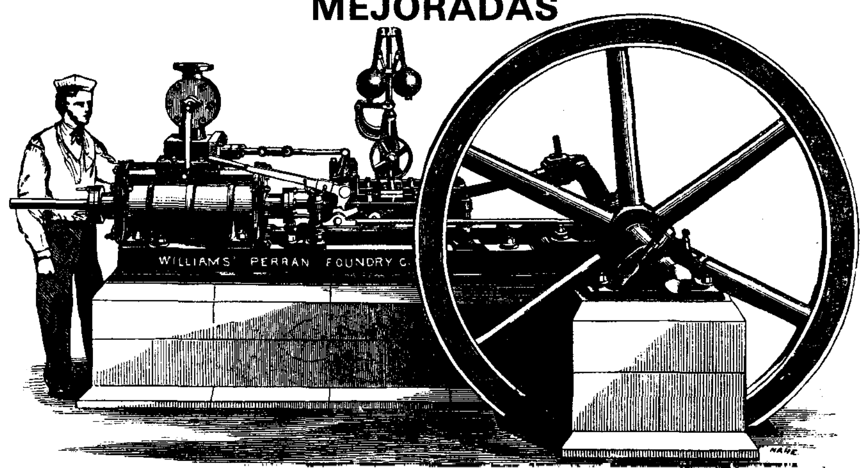


Figura A.2 Diseños de las primeras calderas de vapor de agua

MAQUINAS DE ALTA PRESIÓN HORIZONTALES MEJORADAS



Todas estas maquinas están hachas con los mejores materiales y han sido construidas de acuerdo con los modelos perfeccionados, con miras a obtener los resultados más relevantes a menor costo. Están construidas en forma resistente para dar más del doble de la potencia nominal si trabajan a la presión de la caldera, es decir entre 60 y 65 libras.

No es necesario entrar en una larga especificación descriptiva de estas maquinas; dada la alta posición que han mantenido en tantos arlos, su reputación queda establecida por su durabilidad y economía en el consumo de combustible.

LAS ESPECIFICACIONES SEGÚN EL TAMANO SE DAN DE ACUERDO AL USO

A continuación se enlistan algunas características para tamaños pequeños; sin embargo, Williams' Perran Foundry Co. construye maquinas mayores con este sistema.

CARACTERÍSTICAS Y PRECIOS DE LAS MAQUINAS ÚNICAMENTE

Caballos de potencia nominal	Diámetro del cilindro	Longitud de la carrera	Precio en el establecimiento			Si está unida con válvulas de expansión adicionales			Si cuenta con un calentador del agua de alimentación adicional			Costo de empaque			Peso aproximad con el volante
	pulgadas	pulgadas	£	s.	d.	£	s.	d.	£	s.	d	£	s.	d.	
						9	0	0	9	0	0	2	0	0	
4 6	6 8	10 12				9	0	0	9	0	0	2	10	0	
8	9	14										3	0	0	
10	10	18				9	0	0	9	0	0	3	10	0	
12	12	20				14	0	0	14	0	0	4	0	0	
14	14	24				Incluido en el precio de la máquina			14	0	0	4	10	0	
16	15	24							18	0	0	5	0	0	
18	16	30							18	0	0	5	10	0	
20	18	30							18	0	0	6	0	0	
25	20	36							25	0	0	6	10	0	
30	22	42							25	Q	0	7	10	0	

Para calderas véase la página siguiente.

PERRANARWORTHAL, CORNWALL,
AND
1 & 2 GREAT WINCHESTER STREET BUILDINGS, LONDON, E.C.

Figura A.3 Página de un catálogo de máquinas de vapor. Obsérvese que la presión de la caldera propuesta es de 60 a 65 psig.

sumergidos en el mismo tanque (no se hace trabajo neto ni hay cambio de temperatura, ya que ninguna energía cruza las fronteras del sistema). Joule publicó estos resultados y la teoría mecánica del calor empezó a llamar más la atención. Posteriormente, Joule realizó algunas medidas, aún mas cuidadosas, del cambio de la temperatura del agua contenida en un recipiente cuando se le agitaba y medía el trabajo que entregaba el agitador de paletas. Durante su luna de miel en Suiza esperaba encontrar una cascada lo suficientemente alta como para obtener bastante energía en forma de trabajo y realizar medidas aún más cuidadosas.

Entretanto, Mayer había concebido la teoría mecánica del calor cuando era médico marino en las Indias Orientales; trataba de publicar resultados similares con base en los datos obtenidos por Black pero encontró gran dificultad para que se publicara su trabajo en revistas científicas; su primer manuscrito ni si quiera fue admitido y algunos trabajos posteriores (1842) fueron ridiculizados. S ı desesperación era tan grande que intentó suicidarse saltando por una ventana, pero sólo se fracturó una pierna. Puesto que ese intento de suicidio se consideró como prueba de demencia, se le internó en un asilo durante cierto tiempo. Finalmente, en sus últimos años, tuvo un poco de reconocimiento compartiendo con Joule el instituir la teoría mecánica del calor.

Otro médico que tuvo dificultades para publicar su trabajo fue Herman Ludwig von Helmholtz (1821-1894), autodidacto en matemáticas y física, quien en 1847 hizo la primera exposición analítica clara sobre la energía en forma generalizada, en un escrito publicado en forma privada que tampoco fue aceptado por las revistas profesionales.

Mientras tanto los trabajos de Carnot fueron complementados y clarificados por Emile Clapeyron (1799-1864). A fines de la década de 1840, muchos termodinámicos, incluyendo los físicos William Thomson (1824-1907) (más tarde Lord Kelvin), Rudolf Julius Emanuel Clausius (1822-1888) y el ingeniero escocés William John Macquorn Rankine (1820-1872), luchaban por conciliar los trabajos de Carnot, basados en la teoría del calórico, con la confirmación experimental de la teoría mecánica del calor debida a Joule y Mayer. Puesto que los resultados de Joule se basaban en las medidas de diferencias de temperatura del orden de 0.01 °F, despertaban gran escepticismo.

En 1848 Kelvin, un profesor de filosofía natural en la Universidad de Glasgow que tenía 24 años de edad, sugirió una escala absoluta de temperatura, basada en parte en los resultados de Carnot. Kelvin trabajaba en telegrafía durante el tendido del cable transcontinental del Atlántico, pero tuvo tiempo para publicar su obra en 1849, donde por primera vez aparecen los términos ***termodinámica y energía mecánica.*** En 1850, finalmente abandonó por completo la teoría del calórico y, de 1852 a 1862, trabajó con Joule en una serie de experimentos cuyo fin era medir el cambio de la temperatura de un gas durante una expansión controlada, que se realizaba con el fin de probar que la suposición de Mayer sobre un cambio de temperatura siempre nulo era falsa; Joule y Thomson (Kelvin) creían haber encontrado un error en el valor de Mayer para el equivalente mecánico del calor. (En realidad Mayer sólo tomó como valido el valor de cero para el aire dentro de las condiciones en que éste puede considerarse un gas ideal, lo cual es verdadero.) El trabajo experimental dio resultados muy importantes, entre ellos la determinación del llamado

coeficiente de Joule-Thomson para gases reales.

Entre tanto, Clausius se daba cuenta de que existían dos leyes diferentes: la segunda ley, como la había expuesto Carnot, y la primera ley, formulada por el mismo Clausius mediante una teoría lógica en 1850. En *este* trabajo, Clausius define la energía interna Uy muestra claramente la diferencia entre las capacidades térmicas específicas medidas a volumen constante y a presión constante; también indica que esta formulación concuerda con sus experimentos. A pesar de que tanto Clausius como Kelvin habían empleado la **función** Q_{rev}/T desde hada varios **años,** fue Clausius quien reconoció el valor de la función como una propiedad y **acuño** la palabra ***entropía*** para describirla, asignandole el **símbolo** S. Su enunciado de la primera ley es conciso y sigue siendo valido en general: ***"Die Energie der Welt ist konstant".*** (La energía del universo es constante.)

Rankine, al aplicar la teoría termodinámica a las máquinas térmicas en 1853, definió **la** eficiencia termodinámica de una maquina térmica y, en 1854, mostró la utilidad del diagrama P-v en relación con el trabajo. Fue quien escribió el primer libro de **termodinámica** en 1859.

En 1862 Alphonse Beau de Rochas (1815-1893) propuso, en una patente francesa, el ciclo que emplean las máquinas modernas de combustión interna impulsadas por gasolina, aunque no se conoce que a consecuencia de esto se haya construido alguna máquina. El ciclo fue incorporado **a** una máquina práctica por un joven comerciante de Colonia, Nikolaus August Otto (1832-1891) y su socio Eugen Langen **(1833-1895)** en 1876 y se-demostró en la Exposición de París de 1878. El trabajo de Otto primero se aplico a máquinas que empleaban gas de **iluminación.** A la exitosa máquina siguieron varios intentos que fueron ridiculizados por ese entonces, pero que permitieron un avance continuo hasta el triunfo **final. Otto** no **conocía** el trabajo de **Beau de** Rochas y tuvo que entablar muchas batallas legales para mantener los derechos de producción de sus máquinas, pero a la postre perdió.

El capitán John Ericsson (1803-1889) fue un ingeniero sueco que realizó una larga y productiva carrera en los Estados Unidos. Perfecciono la propulsión por hélice en los **barcos** en reemplazo de la rueda de aspas, común en ese tiempo, y **construyó** el barco ***Monitor*** para las fuerzas de la Unión durante la guerra civil, que sirvió de referencia para los barcos con revestimiento de hierro de los siguientes 50 **años.** Ya antes había inventado el **intercambiador** de calor de tubos y coraza para emplearlo en **los** condensadores de las máquinas marinas. Junto a otros investigadores, se interesó en las máquinas de aire **(Fig. A.4),** debido nuevamente a las numerosas explosiones catastróficas de las calderas, particularmente en barcos donde eran el resultado de la combinación de altas presiones en las calderas y operación descuidada. En 1850 construyó y demostró una gran máquina de aire caliente para el barco ***Ericsson*** **de 2200** toneladas; la máquina fue un **éxito** técnico pero ocupaba demasiado espacio con sus cilindros de 14 pies de diámetro con carrera de los pistones de 6 pies, de tal forma que la nave no **podía** competir económicamente con las máquinas **de** vapor. El *Ericsson* se hundió durante una tormenta antes de que se pudieran **realizar las** pruebas concluyentes. **Más** tarde, Ericsson vendió **pequeñas** máquinas impulsadas por energía solar y por combustión del carbón que calentaban aire, esta última **con** un poco de suerte.

En 1873, George **Bailey** Brayton **(1830-1892),** nacido en East Greenwich en

Vermont, inventó una máquina de combustión interna que vendía en 1876, la cual operaba por la inyección de aire comprimido a través de rejillas calientes en una cámara de combustión; se inyectaba aceite pesado o algún otro líquido combustible directamente en el aire antes de que éste entrara a la cámara de combustión. Dado que no se'presentaban explosiones súbitas, la combustión tenía lugar a presión prácticamente constante. En los primeros modelos que operaban con gas como combustible, la flama pasaba al combustible por atrás de la rejilla haciendo peligrosa la operación. La máquina de aceite pesado no gozo de un éxito comercial continuo, pero la termodinámica de esta máquina sirvió de base a las turbinas de gas modernas.

Con frecuencia se menciona a Josiah Willard Gibbs (1839-1903) como el mas brillante pero el menos reconocido de los termodinámicos de los Estados Unidos. Su grado doctoral fue el primero otorgado en ingeniería en los Estados Unidos (que se supone era en ingeniería mecánica, ya que el tema se refería a engranajes). Desarrolló el diagrama *T-s* como un medio de analizar la transferencia de calor en un sistema termodinámico y proporciono los métodos para el análisis del equilibrio termodinámico en su sentido mas general. En 1878 publicó un trabajo en el cual definía la regla de fases que da una base termodinamica al campo de la fisicoquímica. En su última contribución establece los fundamentos de la termodinámica estadística que, si bien quedan fuera de la termodinámica clásica, son igualmente importantes.

Gottlieb Daimler (1834- 1900) fue superintendente en los trabajos de la máquina de gas de Otto en Déutz, Alemania, y se dio cuenta de que esta maquina debía operarse con un combustible líquido volátil para que pudiese resultar practico en el transporte. En 1879 obtuvo la patente de una máquina de cilindros múltiples acoplados a un cigüeñal común; entre 1883 y 1884, junto con su brillante ingeniero diseñador Wilhelm Maybach (1846-1929), fabricó la primera maquina automotriz comercial.

El doctor Rudolph Christian Karl Diesel (1858-1913) nació en Francia pero sus padres lo enviaron a Alemania siendo niño, donde posteriormente asistió como estudiante de diseño de máquinas a la *Technische Hochschule* (Escuela Técnica) en Munich. Diseñó grandes máquinas de vapor y calderas, pero continuó investigando una sustitución a la máquina de vapor que tuviese una eficiencia mayor que el 6 al 10% que se obtenía por los ciclos de vapor. Desarrollo su ciclo de operación con base en el uso de carreras de compresión que permitieran alcanzar altas temperaturas, y el proceso de combustión tenía lugar a temperatura constante mediante el control del flujo en la inyección del combustible, ya que consideraba que en esta forma se lograba una aproximación práctica al ciclo de Carnot para máquinas de combustión interna. En 1893, Diesel hacía la demostración de una modificación de este ciclo, pero en el primer intento la explosión de la maquina casi causó su fin, así como el de sus experimentos. Continuó desarrollando este concepto hasta que finalmente, en 1897, probó una maquina en operación práctica . Problemas de salud, críticas continuas y reveses financieros acosaron a Diesel y, en 1913, desapareció de un barco que cruzaba el Canal de la Mancha en una serena noche de luna.

Todas las máquinas presentadas hasta este momento eran reciprocantes y empleaban un pistón en un cilindro para impulsar un volante que producía un movimiento circular. Ya en 1791, el inglés John Barber patento una máquina con todos los elementos de la turbina de gas contemporánea y otros diseños más los realizaron



1. 1. Carro impulsado por el motor de aire comprimido Hardie en la calle 125 de la ciudad de Nueva York. 2. Sistema de aire comprimido Mekarski usado en París; haciendo la recarga del carro en el camino. 3. Motor y tren en París (Sistema Mekarski). 4. Locomotora de aire comprimido para operar en el *tren elevado en la ciudad de Nueva York*. 5. *Cambiavía accionado por aire comprimido y controlado por electricidad en los patios de los ferrocarriles* de Pennsylvania. 6. Uso del aire comprimido en perforaciones, excavaciones, etc. en el canal de desagüe de Chicago.

Figura A.4 Algunos usos propuestos y reales del aire comprimido para sistemas de transporte.

varios investigadores hasta que finalmente las turbinas prácticas para ciclos de vapor fueron inventadas casi simultáneamente por Sir Charles A. Parsons (1854-1931) en Inglaterra y por Carl G. P. DeLaval (1845-1913) en Suecia hacia la mitad de la década de 1880.

Refrigeración y termodinámica

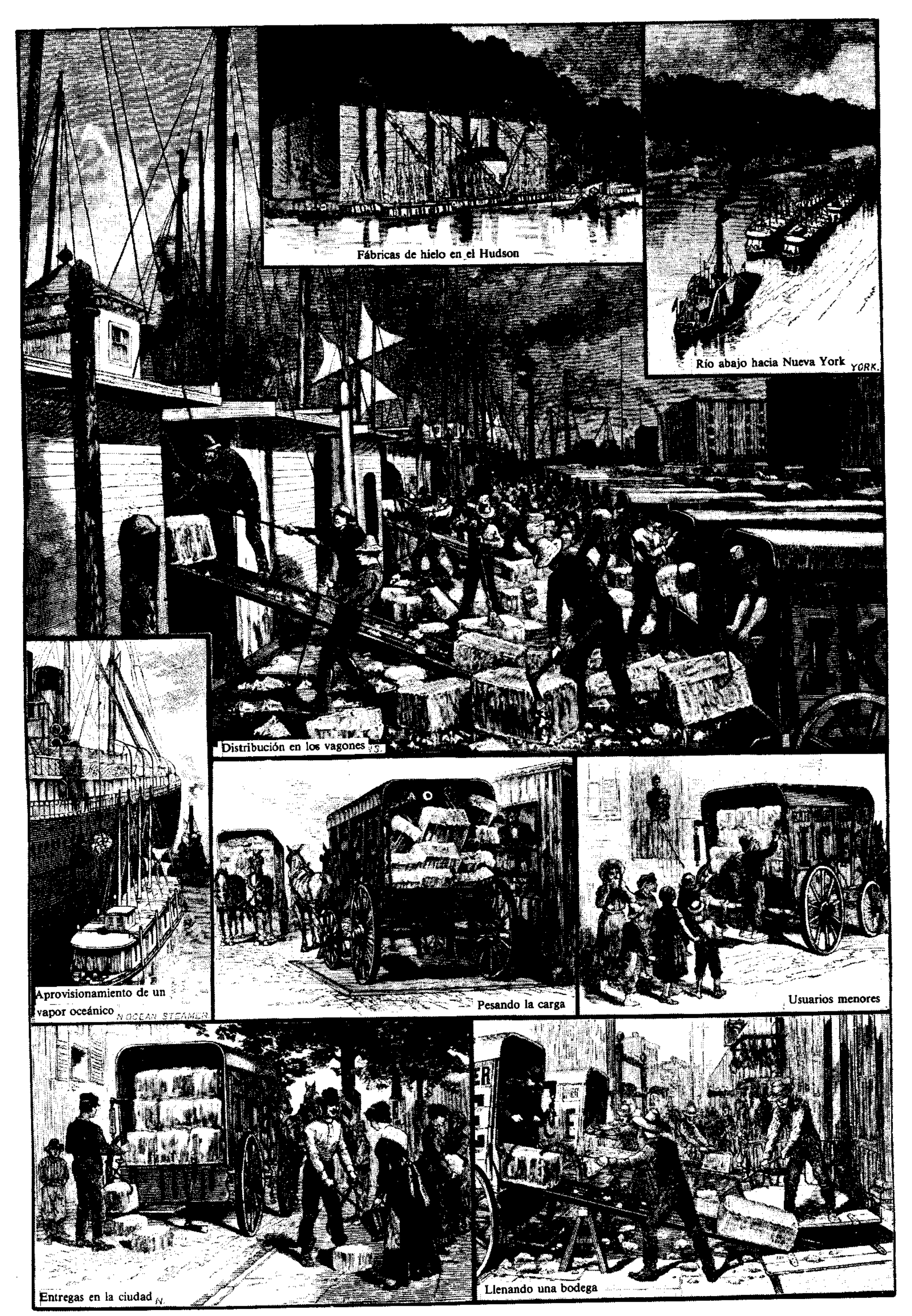
Para hacer un seguimiento de la refrigeración es necesario remontarse hasta mediados del siglo XVII, cuando el inglés Robert Boyle (1627-1691) observó la disminución de la temperatura de ebullición del agua al reducir la presión. El doctor William Cullen, un profesor de medicina en la Universidad de Glasgow, observó en 1755 que un recipiente aislado que contenga agua sufre una baja de temperatura durante una evaporación. En 1844, Thomas Masters de Londres patentó una máquina para hacer nieve que empleaba una mezcla de hielo y sal para bajar la temperatura de la salmuera. Charles E. Monroe de Cambridge, Massachusetts, en 1871 patenta un enfriador de comida que se basa en la idea de evaporar agua desde el revestimiento poroso de un refrigerador. Sin embargo, el más notable investigador que empleó el método de refrigeración "natural" fue el estadunidense Frederic Tudor (1783-1864). Tudor cortó y almacenó hielo natural (Fig. A.5) y, en 1804, hacía envíos regulares de hielo desde el norte hasta el sur y por los años de 1834 expandió su comercio hasta las Indias Occidentales, Sudáfrica y, finalmente, Europa.

Sir John Leslie (1766 - 1832), profesor de matemáticas en la Universidad de Edimburgo, se basó en las observaciones de Boyle y Cullen y empleó ácido sulfúrico para absorber vapor de agua de una vasija que contenía agua y producir así un vacío en un recipiente cerrado; a su vez, el vacío hacía que bajara tanto la temperatura de saturación del agua que se podía formar hielo. En 1810 se fabricaron bloques de hielo de una libra mediante este proceso. Hacia 1881, Franz Windhausen producía seis bloques de 672 libras por ciclo en una maquinaria a escala comercial en Alemania. El ácido sulfúrico se regeneraba para volverse a usar después de cada ciclo mediante un calentamiento con vapor de agua que permitía el drenaje del agua absorbida.

En 1858, Ferdinand P. E. Carré (1824-?) puso a la venta un sistema basado en la observación de que el amoniaco alcanzaba temperaturas más bajas que el agua cuando hervía a la misma presión. A principios de la década de 1930, el sistema "Icyball" de Crosley, fundamentado exactamente en el ciclo de Carré, se vendía ampliamente en las zonas rurales de los Estados Unidos. El refrigerador de gas operaba con el mismo ciclo en forma continua en lugar de hornadas.

En 1755, M. Hoell observó que el aire comprimido que salía de una línea de aire a presión se enfriaba al escapar de la línea. En 1828, Trevithick propuso una máquina de refrigeración apoyada en las observaciones de Hoell y, en 185 1, el doctor John Gorrie (1803-1855) obtuvo una patente norteamericana por la primera máquina que operaba con éxito mediante un ciclo de compresión y expansión de aire.

Jacob Perkins (1766 - 1849), un norteamericano que vivía en Londres, observó que otros fluidos de trabajo podían operar con mayor eficiencia que el aire, en par-



La industria del hielo en Nueva York.- Dibujos de F. Ray.- [Véase página 565.]

pg. 576 figura A.5 Uso del hielo natural para refrigeración.

ticular si era posible condensarlos fácilmente después de la compresión. Construyó la primera máquina práctica de compresión de vapor, que fue patentada en 1834. David Boyle de Chicago logro demostrar el empleo del amoniaco en ella, la cual desarrolló entre 1869 y 1873; en 1873 operaba una planta que producía 1 ton/día de hielo en Jefferson, Texas. Carl P. G. Linde (1842 - 1934) de Munich empleó un ciclo avanzado con mucho mejor rendimiento mecánico, que alcanzó su fase experimental en 1873 y su uso comercial en 1875 (Fig. A.6).

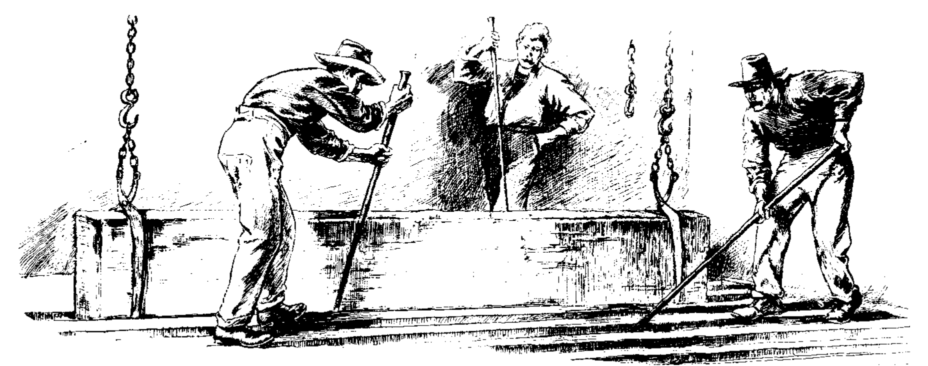
Resumen

El trabajo de este grupo tan heterogéneo de científicos e ingenieros provenientes de diferentes naciones se describió de acuerdo con el modelo de Langley mencionado en el inicio de esta sección: una jauría de perros de presa en busca de una pista elusiva. La termodinámica clásica presenta una teoría bella y coherente que finalmente une las muchas tendencias que fueron seguidas por los primeros investigadores. Sin embargo, la historia de esta teoría no es una línea continua de progreso, como puede verse por el hecho de que la formulación de lo que ahora se llama la segunda ley precedió a la formulación de la primera ley por más de 25 años. La historia es un hilo enmarañado lleno de vueltas y nudos.

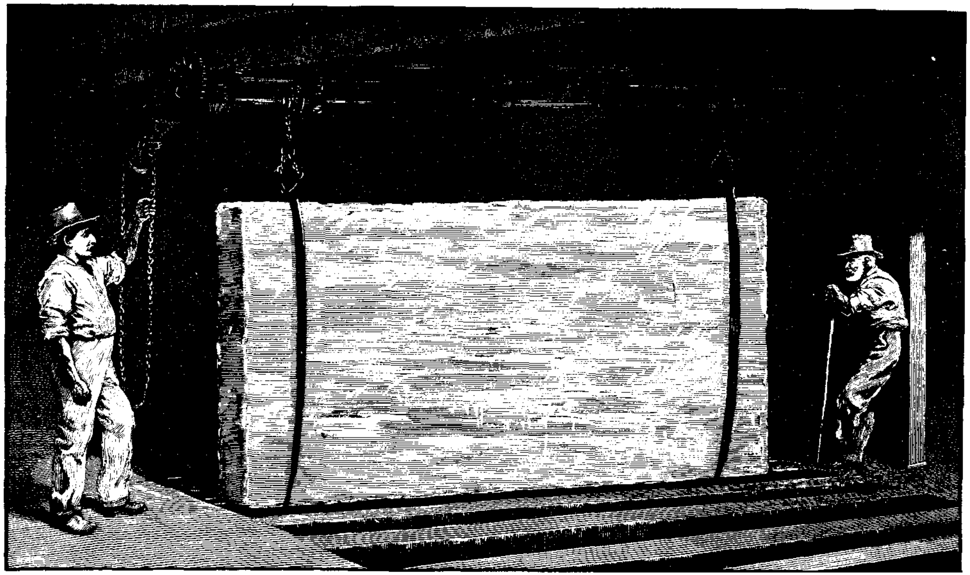
Para información suplementaria sobre los inicios de la historia de la termodinámica, véanse las referencias 1 a ll.

Bibliografía

1. R. Bruce Lindsay, ***Julius Robert Mayer-Prophet of Energy, Pergamon, Elmsford,*** N. Y., 1973.
2. ***R. Bruce Lindsay, Energy, Historical Development of the Concept***, vol. 1, ***Benchmark Papers on Energy,*** Hutchinson & Ross, Stroudsburg, Pa., 1975.
3. R. Bruce Lindsay, ***Applications of Energy: Nineteenth Century,*** vol. ***2, Benchmark Papers on Energy,*** Dowden, Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Pa., 1976.
4. William Edgar Knowles Middleton, ***A History of the Termometer and Its Use in Meteorology,*** Johns Hopkins, Baltimore, Md., 1966.
5. E. Mendoza, "A Sketch for a History of Early Thermodynamics", ***Physics Today, vol.*** 14, no. 2, February 1961, pp. 32-42.
6. Charles Singer, ***A Shor History of Science to the Nineteenth Century,*** Oxford at the Clarendon Press, London, 1941.



Examinando las placas de hielo en el proceso de congelación.



Congelación completa; Peso: cuatro y media toneladas.



Preparado para las sierras circulares.



Corte en pequeñas piezas.

Manufactura del hielo artificial.- Tomado de los dibujos de Horace Bradley.- [Véase página 67.]

Figura A.6 **Sistemas primitivos para producción** de **hielo a gran** escala.

7. Abbot Payson Usher, *A History of Mechanical Znventions*, rev. ed., Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1954.
8. C. Lyle Cummins, Jr., *Men and Power,* privately published.
9. C. Lyle Cummins, Jr., *Internal Fire,* Carnot Press, Lake Osweago, Ore., 1976.
10. Arthur W.J.G. Orde-Hume, *Perpetua1 Motion, The History of an Obsession,* St. Martin% Press, New York, 1977.
11. P.W. Atkins, *The Second Law,* Scientific American Library, New York, 1984.

APÉNDICE B

Factores de conversión

TABLA B.1 Valores numéricos fundamentales

Primer radio del electrón de Bohr	a_0 = 0.5292 X 10^{-10} m
Velocidad de la luz en el vado	c_0 = 2.9979 X 10^{8} m/s
Carga electrónica	e = 1.6022 X 10^{-19} C
Aceleración de la gravedad	g = 9.81 m/s^2
Constante de Planck	h = 6.6262 X 10^{-34} J . s
Constante de Boltzmann	k = 1.3806 X 10^{-23} J/K
Masa del electrón en reposo	m_e = 9.1096 X 10^{-31} kg
Radio clásico del electrón	$r_0 = 2.8179 \times 10^{-15}$ m
Electrón volt	1 eV = 1.6022 X 10^{-19} J
Temperatura asociada a 1 eV	1 eV/k = 11,605 K
Potencial de ionización del átomo de hidrógeno	13.606 eV
Número de Avogadro	N_a = 6.023 X 10^{26} Partículas/kmol

TABLA **B.2** *Valores de la* **constante universal** *de loa* **gases**

$\bar{R}$ = 8.31441 kPa . m^3/(kmol . K)
= 8.3 144 1 kJ/(kmol . K)
= 0.0820568 liter · atm/(gmol · K)
= 0.0820568 m^3 · atm/(kmol . K)
= 1.98586 Btu/(lbmol . "R)
= 0.730235 ft^3 · atm/(lbmol . "R)
= 1545.3 ft · lbf/(lbmol · "R)
= 10.73 psia · ft^3/(lbmol · °R)

TABLA B.3 Factores de conversión para la longitud

	milla mi	kilómetro km	metro m	pie ft	pulgada in
1 milla =	1	1.609	1609	5280	6.336 X 10^{4}
1 kilómetro =	0.6214	1	10^{3}	3.281 X 10^{3}	3.937 x 10^{4}
1 metro =	6.214 X 10^{-4}	10^{-3}	1	3.281	39.37
1 pie =	1.894 x 10^{-4}	3.048 x 10^{-4}	0.3048		12
1 pulgada =	1.578 x 10^{-5}	2.540 X 10^{-5}	2.540 X 10^{-2}	8.333 X 10^{-2}	
1 centímetro =	6.214 X 10^{-6}	10^{-5}	10^{-2}	3.281 X 10^{-2}	0.3937
1 milímetro =	6.214 X 10^{-7}	10^{-6}	10^{-3}	3.281 X 10^{-3}	0.03937
1 micrómetro =	6.214 X 10^{-10}	10^{-9}	10^{-6}	3.281 X 10^{-6}	3.937 x 10^{-5}
1 nanómetro =	6.214 X 10^{-13}	10^{-12}	10^{-9}	3.281 X 10^{-9}	3.937 x 10^{-8}
1 angstrom =	6.214 X 10^{-14}	10^{-13}	10^{-10}	3.281 X 10^{-10}	3.937 x 10^{-9}

	centímetro cm	milímetro mm	micrómetro μm	nanómetro nm	angstrom A
1 milla =	1.609 X 10^{5}	1.609 X 10^{6}	1.609 X 10^{9}	1.609 X 10^{12}	1.609 X 10^{13}
1 kilómetro =	10^{5}	10^{6}	10^{9}	10^{12}	10^{13}
1 metro =	10^{2}	10’	10^{6}	10^{9}	10^{10}
1 pie =	30.48	3.048 X 10^{2}	3.048 X 10’	3.048 X 10^{8}	3.048 X 10^{9}
1 pulgada =	2.540	25.40	2.540 X 10“	2.540 X 10’	2.540 X 10^{8}
1 centímetro =	1	10	10^{4}	10’	10^{8}
1 milímetro =	10^{-1}	1	10^{3}	10^{6}	10’
1 micrómetro =	10^{-4}	10^{-3}	1	10^{3}	10^{4}
1 nanómetro =	10^{-7}	10^{-6}	10^{-3}	1	10
1 angstrom =	10^{-8}	10^{-7}	10^{-4}	10^{-1}	1

TABLA 1.4 Factores de **conversión útiles***

Área
- 1 m^2 = 10.764 ft^2
- 1 ft^2 = 0.092903 m^2
- 1 in^2 = 6.4516 X 10^{-4} m^2

Masa
- 1 kg = 2.2046 Ibm
- 1 lbm = 0.45359 kg

Volumen
- 1 m^3 = 35.315 ft^3
- 1 ft^3 = 0.028317 m^3
- 1 gal = 0.13368 ft^3
- 1 liter = 1000.0 cm^3

Densidad
- 1 lbm/ft^3 = 16.019 kg/m^3
- 1 kg/m^3 = 0.062428 lbm/ft^3

Fuerza
- 1 N = 1 kg . m/s^2 = 0.22481 lbf
- 1 Ibf = 4.4482 N

TABLA B.4 Factores de conversión titiles (continúa)

Presión

1 Pa = 1 N/m^2 = 1 X 10^{-5} bar = 1.4504 X 10^{-4} psia = 9.8692 X 10^{-6} atm
= 0.020886 lbf/ft^2

1 bar = 10^5 Pa = 0.98692 atm = 14.504 psia = 2088.6 lbf/ft^2

1 lbf/in^2 (psia) = 144 lbf/ft^2 = 6894.8 Pa = 6.8948 X 10^{-2} bar = 0.068046 atm

1 atm = 101.325 kPa = 14.696 psia = 1.0133 bar = 21 16.2 lbf/ft^2

Energía

1 J = 1 N · m = 1 kg · m^2/s^2

1 kJ = 1 kW . s = 0.94783 Btu = 0.23885 kcal = 737.56 ft . lbf

1 Btu = 1.0550 kJ = 0.25200 kcal = 778.16 ft . lbf

1 kcal = 4.1868 kJ = 3.9684 Btu = 3088.0 ft . lbf

1 kWh = 3.60 X 10^3 kJ = 2655.2 X 10^3 ft . lbf = 3412.2 Btu = 859.86 kcal/h

1 ft . lbf= 1.285 1 X 10^{-3} Btu = 1.3558 X 10^{-3} kJ

Potencia (Energía por unidad de tiempo)

1 W = 1 J/s

1 W = 3.4122 Btu/h = 0.85987 kcal/h = 1.34102 X 10^{-3} hp = 0.73756 ft . lbf/s

1 Btu/h = 0.29307 W = 0.25200 kcal/h = 3.9300 X 10^{-4} hp = 0.21616 ft . lbf/s

1 kcal/h = 1.1630 W = 3.9683 Btu/h = 1.5595 X 10^{-3} hp = 0.85778 ft . lbf/s

1 horsepower (hp) = 550 ft . lbf/s = 2544.5 Btu/h = 745.70 W

1 ft lbf/s = 4.6262 Btu/h = 1.3558 W = 1.8182 X 10^{-3} hp

1 (capacidad de refrigeración) = 12,000 Btu/h = 3.5 168 kW

Energía específica, entalpía específica

1 kJ/kg = 0.42992 Btu/lbm = 0.23885 kcal/kg = 334.55 ft lbf/lbm

1 Btu/lbm = 2.3260 kJ/kg = 0.55556 kcal/kg = 778.16 ft . lbf/lbm

1 kcal/kg = 4.1868 kJ/kg = 1.8000 Btu/lbm = 1400.7 ft . lbf/lbm

1 ft . lbf/lbm = 2.9891 X 10^{-3} kJ/kg = 1.2851 X 10^{-3} Btu/lbm
= 7.1394 X 10^{-4} kcal/kg

Potencia por unidad de área

1 W/m^2 = 0.3 1700 Btu/(h . ft^2) = 0.85986 kcal/(h . m^2)

1 Btu/(h . ft^2) = 3.1546 W/m^2 = 2.7 125 kcal/(h . m^2)

1 kcal/(h . m^2) = 1.1630 W/m^2 = 0.36867 Btu/(h . ft^2)

Entropía

1 kJ/K = 0.52657 Btu/°R = 0.23885 kcal/K

1 Btu/°R = 1.8991 kJ/K = 0.45359 kcal/K

1 kcal/K = 4.1868 kJ/K = 2.2047 Btu/°R

Entropía específica, calor específico, constante de los gases

1 kJ/(kg K) = 0.23885 Btu/(lbm . “R) = 0.23885 kcal/(kg . K)

1 Btu/(lbm . “R) = 4.1868 kJ/(kg . K) = 1.0000 kcal/(kg · K)

1 kcal/(kg . K) = 4.1868 kJ/(kg . K) = 1 .OOOO Btu/(lbm . “R)

Temperatura

T, K= $\frac{5}{9}T$,°R = $\frac{5}{9}(T,°F + 459.67)$ = T,°C + 273.15

T,°R = $\frac{9}{5}T$, K = $\frac{9}{5}(T,°C + 273.15)$ = T,°F + 459.67

T,°F = $\frac{9}{5}T$,°C + 32

T,°C = $\frac{5}{9}(T,°F - 32)$

* Todas las conversiones de energía se basan en los valores de las tablas de vapor en el Sistema Internacional.

APÉNDICE C

Propiedades termodinámicas en forma adimensional tanto en unidades en el sistema SI como el USCS

TABLA C.1 **Propiedades del** punto **triple** para **las sustancias más** comunes

Sustancia	T, K	T, °R	P, kPa	P, psia
Amoniaco (NH,)	195.4	351.7	6.18	0.896
Bióxido de carbono (CO,)	216.6	389.9	516.6	74.93
Helio 4 (punto λ)	2.17	3.9 1	5.07	0.735
Hidrógeno (H_2)	13.84	24.9 1	7.09	1.03
Nitrógeno (NJ	63.18	113.7	12.56	1.822
Oxigeno (O_2)	54.36	97.85	0.152	0.0220
Agua (H_2O)	273.16	49 1.69	0.6113	0.08866

Valores del SI tomados de William Z. Black y James G. Hartley. *Thermodynamics*, Harper & Row, Nueva York, 1985 (usado con autorización).

TABLA C.2 **Constantes** de los **gases** y calores **específicos a una presión cero para varios gases ideales, • 300** K **(540°R)**

Gas	Peso molecular	Constante del gas R kJ/(kg · K)	Constante del gas R ft · lbf/(lbm · °R)	c_p^o kJ/(kg · K)	c_p^o Btu/(lbm · °R)	c_v^o kJ/(kg · K)	c_v^o Btu/(lbm · °R)	$k = \frac{c_p^o}{c_v^o}$
Aire	**28.97**	0.28700	53.34	1.0052	0.2401	0.7180	0.1716	1.400
Argón (Ar)	39.944	0.208 13	38.68	0.5207	0.1244	0.3124	0.0746	1.667
Butano (C_4H_{10})	58.120	0.14304	26.58	1.7164	0.415	1.5734	0.381	1.09
Bióxido de carbono (CO,)	44.01	0.18892	35.10	0.8464	0.202 1	0.6573	0.1569	1.288
Monóxido de carbono(&)	28.01	0.29683	55.16	1.0411	0.2487	0.7441	0.1777	1.399
Etano (C_2H_6)	[redacted]							
Etileno (C_2H_4)	[redacted]							
Helio (He)	[redacted]							
Hidrógeno (H_2)	[redacted]							
Metano (CH,)	[redacted]							
Neón (Ne)	20.183	0.41195	76.55	1.0299	0.246	0.6179	0.1477	1.667
Nitrógeno (N_2)	28.016	0.29680	55.15	1.0404	0.2485	0.7434	0.1776	1.400
Octano (C_8H_{18})	114.14	0.07279	13.53	1.7113	0.409	1.6385	0.392	1.044
Oxígeno (O_2)	32.000	0.25983	48.28	0.9190	0.2195	0.6590	0.1574	1.395
Propano (C_3H_8)	44.094	0.18855	35.04	1.6794	0.407	1.4909	0.362	1.124
Agua (H_2O)	18.016	0.46152	85.76	1.8649	0.4454	1.403 1	0.3351	1.329

Tomado de Gordon van Wylen y Richard Sonntag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, 2a. ed.. Nueva York, 1976 (impreso con autorización) y GASPROPS. Wyley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA C.3 Calores específicos y volúmenes específicos de varios líquidos y sólidos

Sustancia	T K	T °R	c_P kJ/(kg · K)	c_P Btu/(lbm · °R)	v m³/kg	v ft³/lbm
Líquidos						
Amoniaco						
(sat)	253	455	4.52	1.08	15.04×10^{-4}	24.06×10^{-3}
(sat)	323	581	5.10	1.22	17.76×10^{-4}	28.41×10^{-3}
Benceno						
(1 atm)	288	518	1.80	0.430	11.4×10^{-4}	18.3×10^{-3}
(1 atm)	338	608	1.92	0.459	—	—
Bismuto						
(1 atm)	698	1256	0.144	0.0344	1.02×10^{-4}	1.63×10^{-3}
(1 atm)	1033	1859	0.164	0.0392	—	—
Alcohol etílico						
(1 atm)	298	536	2.43	0.580	12.7×10^{-4}	20.3×10^{-3}
Glicerina						
(1 atm)	283	509	2.32	0.554	7.94×10^{-4}	12.7×10^{-3}
(1 atm)	323	581	2.58	0.616	—	—
Mercurio						
(1 atm)	283	509	0.138	0.0330	0.738×10^{-4}	1.18×10^{-3}
(1 atm)	588	1058	0.134	0.0320	—	—
Refrigerante 12						
(sat)	233	419	0.883	0.211	6.59×10^{-4}	10.66×10^{-3}
(sat)	253	455	0.908	0.217	6.85×10^{-4}	10.97×10^{-3}
(sat)	323	581	1.02	0.244	8.26×10^{-4}	13.20×10^{-3}
Sodio						
(1 atm)	368	662	1.38	0.330	—	—
(1 atm)	813	1463	1.26	0.301	—	—
Agua						
(1 atm)	273	492	4.213	1.006	10.00×10^{-4}	16.02×10^{-3}
(1 atm)	298	536	4.177	0.998	10.03×10^{-4}	16.06×10^{-3}
(1 atm)	323	581	4.178	0.998	10.12×10^{-4}	16.21×10^{-3}
(1 atm)	373	671	4.213	1.006	10.43×10^{-4}	16.70×10^{-3}
Sólidos						
Aluminio	23	41	0.0163	0.00389	—	—
	73	131	0.318	0.0760	—	—
	173	311	0.699	0.167	—	—
	273	492	0.870	0.208	3.7×10^{-4}	5.9×10^{-3}
	373	671	0.941	0.225	—	—
	573	1031	1.04	0.248	—	—
Carbono						
(diamante)	298	536	0.519	0.124	2.86×10^{-4}	4.58×10^{-3}
(grafito)	298	536	0.711	0.170	5.12×10^{-4}	8.20×10^{-3}
Cromo	298	536	0.448	0.107	1.40×10^{-4}	2.24×10^{-3}
Cobre	50	90	0.0967	0.0231	—	—
	100	180	0.252	0.0602	—	—
	173	311	0.328	0.0783	—	—
	223	401	0.361	0.0862	—	—
	273	492	0.381	0.0910	—	—
	300	540	0.385	0.0920	1.12×10^{-4}	1.79×10^{-3}
	373	671	0.393	0.0939	—	—
	473	851	0.403	0.0963	—	—
Oro	298	536	0.129	0.0308	0.518×10^{-4}	0.830×10^{-3}

TABLA C.3 Continúa

Sustancia	T: K	T: °R	c_p: kJ/(kg · K)	c_p: Btu/(lbm · °R)	v: m³/kg	v: ft³/lbm
Sólidos						
Hielo	13	131	0.678	0.162	—	—
	133	239	1.096	0.2618	—	—
	213	383	1.640	0.3917	—	—
	262	472	2.033	0.4856	—	—
	270.8	487.4	1.682	0.4017	11.1×10^{-4}	17.8×10^{-3}
Hierro	293	527	0.448	0.107	0.127×10^{-4}	0.203×10^{-3}
Plomo	3	5	0.0033	0.00079	—	—
	14	25	0.0305	0.00728	—	—
	173	311	0.118	0.0282	—	—
	273	492	0.124	0.0296	0.882×10^{-4}	1.41×10^{-3}
	373	671	0.134	0.0320	—	—
	573	1031	0.149	0.0356	—	—
Níquel	298	536	0.444	0.1060	1.12×10^{-4}	1.79×10^{-3}
Plata	293	527	0.233	0.0557	0.952×10^{-4}	1.52×10^{-3}
	773	1391	0.243	0.0580	—	—
Sodio	298	536	1.226	0.2928	10.3×10^{-4}	16.5×10^{-3}
Tungsteno	298	536	0.134	0.0320	0.518×10^{-4}	0.830×10^{-3}
Zinc	298	536	0.385	0.0920	1.40×10^{-4}	2.24×10^{-3}

Valores de c_p tomados de Kenneth G. Wark, *Thermodynamics*, 4a. ed., McGraw-Hill, Nueva York 1983 (usado con autorización). Los valores del volumen específico se tomaron de varias fuentes.

TABLA C.4 Constantes críticas

Gas	Fórmula	Masa molecular	Temperatura crítica T_{cr}: K	Temperatura crítica T_{cr}: °R	Presión crítica P_{cr}: atm	Presión crítica P_{cr}: MPa	Volumen crítico v_{cr}: m³/kmol	Volumen crítico v_{cr}: ft³/lbmol	Factor de acéntrico ω	Factor compresibilidad crítico z_{cr}
Acido acético	$C_2H_4O_2$	60.05	594.8	1070.6	57.2	5.79	0.1711	2.740	0.454	0.200
Acetona	C_3H_6O	58.08	508.7	915.6	46.6	4.72	0.213	3.41	—	0.238
Acetonitrilo	CH_3CN	41.05	547.9	986.2	47.1	4.83	0.173	2.71	—	0.184
Acetileno	C_2H_2	26.02	309	557	61.6	6.28	0.1130	1.810	0.184	0.274
Aire	—	28.97	132.5	238.5	37.2	3.77	—	—	—	—
Amoniaco	NH_3	17.03	405.5	729.8	111.3	11.27	0.0724	1.16	0.250	0.242
Argón	Ar	39.944	151	272	48.0	4.86	0.0752	1.20	−0.004	0.291
Benceno	C_6H_6	78.11	563	1012	48.6	4.92	0.2604	4.171	0.212	0.274
Bromo	Br_2	159.832	584	1052	102	10.33	0.1355	2.171	0.132	0.288
n-Butano	C_4H_{10}	58.120	425.2	765.2	37.5	3.80	0.2547	4.080	0.193	0.274
Bióxido de carbono	CO_2	44.01	304.2	541.5	72.9	1.38	0.0943	1.51	0.225	0.274
Disulfuro de carbono	CS_2	76.13	552	994	78	7.90	0.170	2.8	—	0.293

TABLA C.4 **Continúa**

Gas	Fórmula	Masa molecular	Temperatura crítica T_{cr} K	°R	Presión crítica P_{cr} atm	MPa	Volumen crítico v_{cr} m³/kmol	ft³/lbmol	Factor acéntrico ω	Factor de-compresibilidad crítico z_{cr}
Monóxido de carbono	CO	28.01	133	240	34.5	3.49	0.0930	1.49	0.049	0.294
Tetracloruro de carbono	CCl_4	153.84	556.4	1001.5	45.0	4.56	0.2760	4.421	0.194	0.272
Cloro	Cl_2	70.914	417	751	76.1	7.71	0.1243	1.991	0.073	0.276
Cloroformo	$CHCl_3$	119.39	536.6	965.8	54.0	5.47	0.2404	3.851	0.216	0.294
Cicloexano	C_6H_{12}	84.16	553	996	40	4.05	0.308	4.93	—	0.272
Decano	$C_{10}H_{22}$	142.17	619.4	1115	21.24	2.152	0.6113	9.792	0.490	0.255
Deuterio (normal)	D_2	4.00	38.4	69.1	16.4	1.66	—	—	−0.130	—
Diclorodifluorometano (refrigerante 12)	CCl_2F_2	120.92	384.7	692.4	39.6	4.01	0.2179	3.490	0.176	0.273
Diclorofluorometano (refrigerante 21)	$CHCl_2F$	102.93	451.7	813.0	51.0	5.17	0.197	3.16	—	0.272
Eter dietílico	$C_4H_{10}O$	74.08	466.0	838.8	35.5	3.60	0.2822	4.520	0.281	0.262
Dioxano	$C_4H_8O_2$	88.10	585	1054	50.7	5.14	0.240	3.9	—	0.253
Etano	C_2H_6	30.068	305.5	549.8	48.2	4.88	0.1480	2.371	0.098	0.284
Acetato etílico	$C_4H_8O_2$	88.10	523.3	941.9	31.8	3.83	0.286	4.58	—	0.252
Alcohol etílico	C_2H_5OH	46.07	516.0	929.0	63.0	6.38	0.1673	2.680	0.635	0.248
Cloruro etílico	C_2H_5Cl	64.50	460.4	828.7	52	5.27	0.1961	3.141	0.190	0.270
Etileno	C_2H_4	28.052	282.4	508.3	50.5	5.12	0.1243	1.991	0.085	0.268
Óxido de etileno	C_2H_4O	44.05	468	843	71.0	7.19	0.138	2.2	—	0.255
Etil metil cetona	C_4H_8O	72.10	533	960	46.6	4.72	0.213	3.41	—	0.227
Helio	He^4	4.003	5.3	9.5	2.26	0.229	0.0578	0.926	−0.387	0.300
Helio 3	He^3	3.00	3.34	6.01	1.15	0.116	—	—	—	—
Heptano	C_7H_{16}	100.12	540.17	972.31	27.00	2.735	0.4108	6.580	0.351	0.250
n-Hexano	C_6H_{14}	86.172	507.9	914.2	29.9	3.03	0.3678	5.892	0.296	0.264
Hidrazina	N_2H_4	32.05	653	1176	145	14.7	—	—	—	—
Hidrógeno (normal)	H_2	2.016	33.3	59.9	12.8	1.30	0.0650	1.04	−0.220	0.304
Ácido clorhídrico	HCl	36.47	324.6	584.3	81.5	8.26	0.048	0.76	—	0.147
Ácido cianhídrico	HCN	27.03	456.7	822.0	53.2	5.07	0.1349	2.161	0.407	0.197
Ácido sulfhídrico	H_2S	34.08	373.6	672.5	88.9	9.01	0.977	1.57	—	0.283
Isobutano	C_4H_{10}	58.12	408.1	734.6	36.0	3.65	0.263	4.21	—	0.283
Alcohol isopropílico	C_3H_7OH	60.09	508.8	915.8	53	5.4	0.219	3.51	—	0.278
Criptón	Kr	83.7	209.4	376.9	54.3	5.50	0.0922	1.48	-0.002	0.291
Metano	CH_4	16.042	191.1	343.9	45.8	4.64	0.0990	1.59	0.008	0.289
Alcohol metílico	CH_3OH	32.04	513.2	923.7	78.5	7.95	0.1180	1.890	0.559	0.220
Cloruro de metilo	CH_3Cl	50.49	416.3	749.3	65.9	6.68	0.1430	2.291	0.156	0.276
Neón	Ne	20.183	44.5	80.1	26.9	2.72	0.0417	0.668	0.0	0.307
Óxido nítrico	NO	30.01	179	323	65	6.58	0.0578	0.926	0.607	0.251
Nitrógeno	N_2	28.016	126.2	227.1	33.5	3.39	0.0901	1.44	0.040	0.291
Peróxido de nitrógeno	NO_2	46.01	431	776	100	10.1	0.082	1.3	—	0.232
Oxido nitroso	N_2O	44.02	309.7	557.4	71.7	7.26	0.0962	1.54	0.160	0.272
Nonano	C_9H_{20}	128.16	596	1072	22.86	2.316	0.5532	8.861	0.444	0.258
Octano	C_8H_{18}	114.14	569.4	1024.9	24.66	2.498	0.4901	7.851	0.394	0.259
Oxígeno	O_2	32.00	154.8	278.6	50.1	5.08	0.0780	1.25	0.021	0.308
Pentano	C_5H_{12}	72.09	470.3	846.6	33.04	3.347	0.3103	4.971	0.251	0.269
Propano	C_3H_8	44.094	370.0	665.9	42.0	4.25	0.1998	3,200	0.152	0.277
Propeno	C_3H_6	42.078	365.0	656.9	45.6	4.62	0.1811	2.901	0.148	0.276
Alcohol *n*-propílico	C_3H_7OH	60.09	537	967	50.2	5.09	0.220	3.52	—	[illegible]
Propino	C_3H_4	40.062	401	722	52.8	5.35	—	—	0.218	[illegible]

TABLA C.4 **(continúa)**

Gas	Fórmula	Masa molecular	Temperatura crítica T_{cr} K	Temperatura crítica T_{cr} °R	Presión crítica P_{cr} atm	Presión crítica P_{cr} MPa	Volumen crítico v_{cr} m³/kmol	Volumen crítico v_{cr} ft³/lbmol	Factor acéntrico ω	Factor de compresibilidad crítico z_{cr}
Bióxido de azufre	SO_2	64.06	430.7	775.2	77.8	7.88	0.1218	1.951	0.251	0.268
Trióxido de azufre	SO_3	80.06	491.5	884.7	83.6	8.47	0.1268	2.031	0.410	0.262
Tolueno	C_7H_8	92.06	593.8	1068.8	41.6	4.21	0.3153	5.051	0.257	0.276
Triclorofluorometano (refrigerante 11)	CCl_3F	137.38	471.2	848.1	43.2	4.38	0.2479	3.971	0.188	0.277
Agua	H_2O	18.016	647.29	1165.1	218.0	22.09	0.0568	0.900	0.344	0.230
Xenón	Xe	131.3	289.75	521.55	58.0	5.88	0.1188	1.902	0.002	0.289

Datos adaptados con la autorización de K.A. Kobe y R.E. Lynn, hijo, "The Critical Properties of Elements and Compounds", *Chemical Review*, vol. 52, 1953, pp. 117-236 (tabla 22), copyright 1953 American Chemical Society y de Ernest G. Cravalho y Joseph L. Smith, *Engineering Thermodynamics*, Pitman Marshfield, Mass., 1981 (usado con autorización).

TABLA C.5 **Constantes empíricas para la** ecuación de **Benedict-Webb-Rubin**

Gas	Fórmula	A_0 N · m⁴/kg²	A_0 lbf · ft⁴/lbm²	B_0 m³/kg	B_0 ft³/lbm	C_0 N · m⁴ · K²/kg²	C_0 lbf · ft⁴ · °R²/lbm²
Metano	CH_4	731.195	3918.49	2.65735 X 10^{-3}	4.25667 X 10^{-2}	0.889635 X 10’	1.54469 X 10^8
Etileno	C_2H_4	430.550	2307.33	1.98649 X 10^{-3}	3.18205 X 10^{-2}	1.69071 X 10^7	2.93562 X 10^8
Etano	C_2H_6	466.269	2498.75	2.08914 × 10^{-3}	3.34648 × 10^{-2}	2.01509 × 10^7	3.49885 × 10^8
Propileno	C_3H_6	350.217	1876.82	2.02308 × 10^{-3}	3.24066 × 10^{-2}	2.51642 × 10^7	4.36932 × 10^8
Propano	C_3H_8	358.575	1921.61	2.20855 × 10^{-3}	3.53776 × 10^{-2}	2.65194 × 10^7	4.60462 × 10^8
i-Butano	C_4H_{10}	307.308	1646.87	2.36826 × 10^{-3}	3.79359 × 10^{-2}	2.55256 × 10^7	4.43207 × 10^8
i-Butileno	C_4H_8	288.571	1546.46	2.06958 × 10^{-3}	3.31515 × 10^{-2}	2.98871 × 10^7	5.18937 × 10^8
n-Butano	C_4H_{10}	302.865	1623.06	2.14127 X 10^{-3}	3.43000X 10^{-2}	2.98168 X 10’	5.17716 X 10^8
i-Pentano	C_5H_{12}	249.391	1336.49	2.22006 X 10^{-3}	3.55620 X 10^{-2}	3.40357 X 10^7	5.90970 x 10^8
n-Pentano	C_5H_{12}	237.376	1272.10	2.17426 × 10^{-3}	3.48283 × 10^{-2}	4.13424 × 10^7	7.17838 × 10^8
n-Hexano	C_6H_{14}	197.242	1057.02	2.06498 × 10^{-3}	3.30778 × 10^{-2}	4.53487 × 10^7	7.87400 × 10^8
n-Heptanc	C_7H_{16}	177.041	948.77	1.98756 × 10^{-3}	3.18377 × 10^{-2}	4.79543 × 10^7	8.32642 × 10^8

Gas	Fórmula	a N · m⁷/kg³	a lbf · ft⁷/lbm³	b m⁶/kg²	b ft⁶/lbm²	c N · m⁷ · K²/kg³	c lbf · ft⁷ · °R²/lbm³
Metano	CH_4	1.21466	104.270	1.31523 X 10^{-5}	3.37476 X 10^{-3}	0.62577 X 10^5	1.74047 x 10’
Etileno	C_2H_4	1.19119	102.256	1.09451 x 10^{-5}	2.80842 X 10^{-3}	0.97139 x 10^5	2.70175 X 10’
Etano	C_2H_6	1.28892	110.645	1.23191 × 10^{-5}	3.16097 × 10^{-3}	1.22361 × 10^5	3.40325 × 10^7
Propileno	C_3H_6	1.05482	90.5491	1.05806 × 10^{-5}	2.71489 × 10^{-3}	1.39829 × 10^5	3.88910 × 10^7
Propano	C_3H_8	1.12224	96.3367	1.15892 × 10^{-5}	2.97369 × 10^{-3}	1.52759 × 10^5	4.24872 × 10^7
i-Butano	C_4H_{10}	1.00195	86.0106	1.25806 × 10^{-5}	3.22807 × 10^{-3}	1.47891 × 10^5	4.11333 × 10^7
i-Butileno	C_4H_8	0.97316	83.539	1.10774 × 10^{-5}	2.84236 × 10^{-3}	1.58056 × 10^5	4.39605 × 10^7
n-Butano	C_4H_{10}	0.97334	83.555	1.18582 × 10^{-5}	3.04271 × 10^{-3}	1.63610 × 10^5	4.55052 × 10^7
i-Pentano	C_5H_{12}	1.01546	87.1704	1.28545 × 10^{-5}	3.29835 × 10^{-3}	1.87887 × 10^5	5.22574 × 10^7
n-Pentano	C_5H_{12}	1.10159	94.5640	1.28545 × 10^{-5}	3.29835 × 10^{-3}	2.22807 × 10^5	6.19698 × 10^7
n-Hexano	C_6H_{14}	1.12913	96.9282	1.47181 × 10^{-5}	3.77654 × 10^{-3}	2.40013 × 10^5	6.67554 × 10^7
n-Heptano	C_7H_{16}	1.04602	89.7937	1.51575 × 10^{-5}	3.88928 × 10^{-3}	2.49275 × 10^5	6.93314 × 10^7

TABLA C.5 **(continúa)**

		α		γ	
Gas	**Fórmula**	m^9/kg^3	ft^9/lbm^3	m^6/kg^2	ft^6/lbm^2
Metano	CH_4	30.1853 x 10^{-9}	12.4068 X 10^{-4}	23.3469 X 10^{-6}	5.99061 X 10^{-3}
Etileno	C_2H_4	8.08173 X 10^{-9}	3.32175 X 10^{-4}	11.7469 X 10^{-6}	3.01415 x 10^{-3}
Etano	C_2H_6	8.97220 X 10^{-9}	3.68715 X 10^{-4}	13.0701 x 10^{-6}	3.35367 X 10^{-3}
Propileno	C_3H_6	6.13014 x 10^{-9}	2.51961 x 10^{-4}	10.3453 x 10^{-6}	2.65451 X 10^{-3}
Propano	C_3H_8	7.09776 X 10^{-9}	2.91732 X 10^{-4}	11.3317 x 10^{-6}	2.30761 X 10^{-3}
i-Butano	C_4H_{10}	5.48279 x 10^{-9}	2.25353 X 10^{-4}	10.0799 x 10^{-6}	2.58641 x lo-’
i-Butileno	C_4H_8	5.16963 X 10^{-9}	2.12482 X 10^{-4}	9.41616 X 10^{-6}	2.41610 X 10^{-3}
n-Butano	C_4H_{10}	5.62184 X 10^{-9}	2.31069 X 10^{-4}	10.0799 x 10^{-6}	2.58641 X 10^{-3}
i-Pentano	C_5H_{12}	4.53682 X 10^{-9}	1.86472 X 10^{-4}	8.90805 X 10^{-6}	2.28573 X 10^{-3}
n-Pentano	C_5H_{12}	4.83038 X 10^{-9}	1.98538 X 10^{-4}	3.13893 X 10^{-6}	2.34497 X 10^{-3}
n-Hexano	C_6H_{14}	4.40244 X 10^{-9}	1.80949 x 10^{-4}	8.99353 X 10^{-6}	2.30766 X 10^{-3}
n-Heptano	C_7H_{16}	4.33982 x 10^{-9}	1.78375 x 10^{-4}	8.97754 x 10^{-6}	2.30356 X 10^{-3}

Para unidades en el SI, R se expresa en Pa $m^3/(kg\ K)$ o $J/(kg\ K)$, P en Pa, v en m^3/kg y T en K.

Para unidades en el USCS, R se expresa en ft $lbf/(lbm\ °R)$, P en lbf/ft^2, v en ft^3/lbm y T en °R.

Datos en SI corregidos, tomados de Ernest Cravalho y Joseph L. Smith, *Engineering Thermodynamics*, Pitman, Marshfield, Mass., 1981 (usado con autorización).

TABLA **C.6** Valores de **Lee-Kesler para** el factor de **compresibilidad**

(a) Valores para $z^{(0)}$

T_r	P_r = 0.010	0.050	0.100	**0.200**	**0.400**	**0.600**	**0.800**
0.30	0.0023	0.0145	0.0290	0.0579	0.1158	0.1737	0.2315
0.35	0.0026	0.0130	0.0261	0.0522	0.1043	0.1564	0.2084
0.40	0.0024	0.0119	0.0239	0.0477	0.0953	0.1429	0.1904
0.45	0.0022	0.0110	0.0221	0.0442	0.0882	0.1322	0.1762
0.50	0.0021	0.0103	0.0207	0.0413	0.0825	0.1236	0.1647
0.55	0.9804	0.0098	0.0195	0.0390	0.0778	0.1166	0.1553
0.60	0.9849	0.0093	0.0186	0.0371	0.0741	0.1109	0.1476
0.65	0.9881	0.9377	0.0178	0.0356	0.0710	0.1063	0.1415
0.70	0.9904	0.9504	0.8958	0.0344	0.0687	0.1027	0.1366
0.75	0.9922	0.9598	0.9165	0.0336	0.0670	0.1001	0.1330
0.80	0.9935	0.9669	0.9319	0.8539	0.0661	0.0985	0.1307
0.85	0.9946	0.9725	0.9436	0.88 10	0.0661	0.0983	0.1301
0.90	0.9954	0.9768	0.9528	0.90 15	0.7800	0.1006	0.1321
0.93	0.9959	0.9790	0.9573	0.9115	0.8059	0.6635	0.1359
0.95	0.9961	0.9803	0.9600	0.9174	0.8206	0.6967	0.1410
0.97	0.9963	0.9815	0.9625	0.9227	0.8338	0.7240	0.5580
0.98	0.9965	0.9821	0.9637	0.9253	0.8398	0.7360	0.5887
0.99	0.9966	0.9826	0.9648	0.9277	0.8455	0.7471	0.6138
1.00	0.9967	0.9832	0.9659	0.9300	0.8509	0.7574	0.6353
1.01	0.9968	0.9837	0.9669	0.9322	0.8561	0.7671	0.6542
1.02	0.9969	0.9842	0.9679	0.9343	0.86 10	0.7761	0.67 10
1.05	0.9971	0.9855	0.9707	0.9401	0.8743	0.8002	0.7130
1.10	0.9975	0.9874	0.9747	0.9485	0.8930	0.8323	0.7649
1.15	0.9978	0.9891	0.9780	0.9554	0.908 1	0.8576	0.8032
1.20	0.998 1	0.9904	0.9808	0.9611	0.9205	0.8779	0.8330
1.30	0.9985	0.9926	0.9852	0.9702	0.9396	0.9083	0.8764
1.40	0.9988	0.9942	0.9884	0.9768	0.9534	0.9298	0.9062
1.50	0.9991	0.9954	0.9909	0.9818	0.9636	0.9456	0.9278
1.60	0.9993	0.9964	0.9928	0.9856	0.9714	0.9575	0.9439
1.70	0.9994	0.9971	0.9943	0.9886	0.9775	0.9667	0.9563
1.80	0.9995	0.9977	0.9955	0.9910	0.9823	0.9739	0.9659
1.90	0.9996	0.9982	0.9964	0.9929	0.98'6 1	0.9796	0.9735
2.00	0.9997	0.9986	0.9972	0.9944	0.9892	0.9842	0.9796
2.20	0.9998	0.9992	0.9983	0.9967	0.9937	0.99 10	0.9886
2.40	0.9999	0.9996	0.999 1	0.9983	0.9969	0.9957	0.9948
2.60	1.0000	0.9998	0.9997	0.9994	0.9991	0.9990	0.9990
2.80	1.0000	1.0000	1.0001	1.0002	1.0007	1.0013	1.0021
3.00	1.0000	1.0002	1.0004	1.0008	1.0018	1.0030	1.0043
3.50	1.0001	1.0004	1.0008	1.0017	1.0035	1.0055	1.0075
4.00	1.0001	1.0005	1.0010	1.0021	1.0043	1.0066	1.0090

TABLA C.6 (continúa)

(*a*) Valores para $Z^{(0)}$

P_r							
1.000	1.200	1.500	2.000	3.000	5.000	7.000	10.000
0.2892	0.3470	0.4335	0.5775	0.8648	1.4366	2.0048	2.8507
0.2604	0.3123	0.3901	0.5195	0.7775	1.2902	1.7987	2.5539
0.2379	0.2853	0.3563	0.4744	0.7095	1.1758	1.6373	2.3211
0.2200	0.2638	0.3294	0.4384	0.6551	1.0841	1.5077	2.1338
0.2056	0.2465	0.3077	0.4092	0.6110	1.0094	1.4017	1.9801
[redacted]							
0.1626	0.1942	0.2411	0.3182	0.4690	0.7598	1.0400	1.4456
0.1614	0.1924	0.2382	0.3132	0.459 1	0.7388	1.0071	1.3943
0.1630	0.1935	0.2383	0.3114	0.4527	0.7220	0.9793	1.3496
0.1664	0.1963	0.2405	0.3122	0.4507	0.7 138	0.9648	1.3257
0.1705	0.1998	0.2432	0.3138	0.4501	0.7092	0.956 1	1.3108
[redacted]							
0.5 146	0.2629	0.2715	0.3297	0.4547	0.6980	0.9307	1.2650
0.6026	0.4437	0.3131	0.3452	0.4604	0.6956	0.9222	1.248 1
0.6880	0.5984	0.4580	0.3953	0.4770	0.6950	0.9110	1.2232
0.7443	0.6803	0.5798	0.4760	0.5042	0.6987	0.9033	1.2021
0.7858	0.7363	0.6605	0.5605	0.5425	0.7069	0.8990	1.1844
[redacted]							
0.9583	0.9511	0.9413	0.9275	0.9118	0.9297	0.9961	1.1391
0.9678	0.9624	0.9552	0.9456	0.9359	0.9557	1.0157	1.1452
0.9754	0.9715	0.9664	0.9599	0.9550	0.9772	1.0328	1.1516
0.9865	0.9847	0.9826	0.9806	0.9827	1.0094	1.0600	1.1635
0.9941	0.9936	0.9935	0.9945	1.0011	1.0313	1.0793	1.1728
[redacted]							

TABLA C.6 **(continúa)**

(*b*) Valores para $z^{(1)}$

T_r	P_r 0.010	0.050	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800
0.30	-0.0008	-0.0040	-0.0081	-0.0161	-0.0323	-0.0484	-0.0645
0.35	-0.0009	-0.0046	-0.0093	-0.0185	-0.0370	-0.0554	-0.0738
0.40	-0.0010	-0.0048	-0.0095	-0.0190	-0.0380	-0.0570	-0.0758
0.45	-0.0009	-0.0047	-0.0094	-0.0187	-0.0374	-0.056[illegible]	-0.0745
0.50	-0.0009	-0.0045	-0.0090	-0.0181	-0.0360	-0.0534	-0.0716
0.55	-0.0314	-0.0043	-0.0086	-0.0172	-0.0343	-0.0513	-0.0682
0.60	-0.0205	-0.0041	-0.0082	-0.0164	-0.0326	-0.0487	-0.0646
0.65	-0.0137	-0.0772	-0.0078	-0.0156	-0.0309	-0.0461	-0.0611
0.70	-0.0093	-0.0507	-0.1161	-0.0148	-0.0294	-0.0438	-0.0579
0.75	-0.0064	-0.0339	-0.0744	-0.0143	-0.0282	-0.0417	-0.0550
0.80	-0.0044	-0.0228	-0.0487	-0.1160	-0.0272	-0.0401	-0.0526
0.85	-0.0029	-0.0152	-0.0319	-0.0715	-0.0268	-0.0391	-0.0509
0.90	-0.0019	-0.0099	-0.0205	-0.0442	-0.1118	-0.0396	-0.0503
0.93	-0.0015	-0.0075	-0.0154	-0.0326	-0.0763	-0.1662	-0.0514
0.95	-0.0012	-0.0062	-0.0126	-0.0262	-0.0589	-0.1110	-0.0540
0.97	-0.0010	-0.0050	-0.0101	-0.0208	-0.0450	-0.0770	-0.1647
0.98	-0.0009	-0.0044	-0.0090	-0.0184	-0.0390	-0.0641	-0.1100
0.99	-0.0008	-0.0039	-0.0079	-0.0161	-0.0335	-0.0531	-0.0796
1.00	-0.0007	-0.0034	-0.0069	-0.0140	-0.0285	-0.0435	-0.0588
1.01	-0.0006	-0.0030	-0.0060	-0.0120	-0.0240	-0.0351	-0.0429
1.02	-0.0005	-0.0026	-0.0051	-0.0102	-0.0198	-0.0277	-0.0303
1.05	-0.0003	-0.0015	-0.0029	-0.0054	-0.0092	-0.0097	-0.0032
1.10	-0.0000	0.0000	0.0001	0.0007	0.0038	0.0106	0.0236
1.15	0.0002	0.0011	0.0023	0.0052	0.0127	0.0237	0.0396
1.20	0.0004	0.0019	0.0039	0.0084	0.0190	0.0326	0.0499
1.30	0.0006	0.0030	0.0061	0.0125	0.0267	0.0429	0.0612
1.40	0.0007	0.0036	0.0072	0.0147	0.0306	0.0477	0.0661
1.50	0.0008	0.0039	0.0078	0.0158	0.0323	0.0497	0.0677
1.60	0.0008	0.0040	0.0080	0.0162	0.0330	0.0501	0.0677
1.70	0.0008	0.0040	0.0081	0.0163	0.0329	0.0497	0.0667
1.80	0.0008	0.0040	0.0081	0.0162	0.0325	0.0488	0.0652
1.90	0.0008	0.0040	0.0079	0.0159	0.0318	0.0477	0.0635
2.00	0.0008	0.0039	0.0078	0.0155	0.0310	0.0464	0.0617
2.20	0.0007	0.0037	0.0074	0.0147	0.0293	0.0437	0.0579
2.40	0.0007	0.0035	0.0070	0.0139	0.0276	0.0411	0.0544
2.60	0.0007	0.0033	0.0066	0.0131	0.0260	0.0387	0.0512
2.80	0.0006	0.0031	0.0062	0.0124	0.0245	0.0365	0.0483
3.00	0.0006	0.0029	0.0059	0.0117	0.0232	0.0345	0.0456
3.50	0.0005	0.0026	0.0052	0.0103	0.0204	0.0303	0.0401
4.00	0.0005	0.0023	0.0046	0.0091	0.0182	0.0270	0.0357

TABLA C.6 **(continúa)**

(b) Valores para $z^{(1)}$

1.000	1.200	1.500	2.000	3.000	5.000	7.000	10.000
-0.0806	-0.0966	-0.1207	-0.1608	-0.2407	-0.3996	-0.5572	-0.7915
-0.0921	-0.1105	-0.1379	-0.1834	-0.2738	-0.4523	-0.6279	-0.8863
-0.0946	-0.1134	-0.1414	-0.1879	-0.2799	-0.4603	-0.6365	-0.8936
-0.0929	-0.1113	-0.1387	-0.1840	-0.2734	-0.4475	-0.6162	-0.8606
-0.0893	-0.1069	-0.1330	-0.1762	-0.2611	-0.4253	-0.5831	-0.8099
-0.0849	-0.1015	-0.1263	-0.1669	-0.2465	-0.3991	-0.5446	-0.7521
-0.0803	-0.0960	-0.1192	-0.1572	-0.2312	-0.3718	-0.5047	-0.6928
-0.0759	-0.0906	-0.1122	-0.1476	-0.2160	-0.3447	-0.4653	-0.6346
-0.0718	-0.0855	-0.1057	-0.1385	-0.2013	-0.3184	-0.4270	-0.5785
-0.0681	-0.0808	-0.0996	-0.1298	-0.1872	-0.2929	-0.3901	-0.5250
-0.0648	-0.0767	-0.0940	-0.1217	-0.1736	-0.2682	-0.3545	-0.4740
-0.0622	-0.0731	-0.0888	-0.1138	-0.1602	-0.2439	-0.3201	-0.4254
-0.0604	-0.0701	-0.0840	-0.1059	-0.1463	-0.2195	0.2862	-0.3788
-0.0602	-0.0687	-0.0810	-0.1007	-0.1374	-0.2045	-0.2661	-0.3516
-0.0607	-0.0678	-0.0788	-0.0967	-0.1310	-0.1943	-0.2526	-0.3339
-0.0623	-0.0669	-0.0759	-0.0921	-0.1240	-0.1837	-0.2391	-0.3163
-0.0641	-0.0661	-0.0740	-0.0893	-0.1202	-0.1783	-0.2322	-0.3075
-0.0680	-0.0646	-0.0715	-0.0861	-0.1162	-0.1728	-0.2254	-0.2989
-0.0879	-0.0609	-0.0678	-0.0824	-0.1118	-0.1672	-0.2185	-0.2902
-0.0223	-0.0473	-0.0621	-0.0778	-0.1072	-0.1615	-0.2116	-0.2816
-0.0062	0.0227	-0.0524	-0.0722	-0.1021	-0.1556	-0.2047	-0.2731
0.0220	0.1059	0.0451	-0.0432	-0.0838	-0.1370	-0.1835	-0.2476
0.0476	0.0897	0.1630	0.0698	-0.0373	-0.1021	-0.1469	-0.2056
0.0625	0.0943	0.1548	0.1667	0.0332	-0.0611	-0.1084	-0.1642
0.0719	0.0991	0.1477	0.1990	0.1095	-0.0141	-0.0678	-0.1231
0.0819	0.1048	0.1420	0.1991	0.2079	0.0875	0.0176	-0.0423
0.0857	0.1063	0.1383	0.1894	0.2397	0.1737	0.1008	0.0350
0.0864	0.1055	0.1345	0.1806	0.2433	0.2309	0.1717	0.1058
0.0855	0.1035	0.1303	0.1729	0.2381	0.2631	0.2255	0.1673
0.0838	0.1008	0.1259	0.1658	0.2305	0.2788	0.2628	0.2179
0.0816	0.0978	0.1216	0.1593	0.2224	0.2846	0.2871	0.2576
0.0792	0.0947	0.1173	0.1532	0.2144	0.2848	0.3017	0.2876
0.0767	0.0916	0.1133	0.1476	0.2069	0.2819	0.3097	0.3096
0.0719	0.0857	0.1057	0.1374	0.1932	0.2720	0.3135	0.3355
0.0675	0.0803	0.0989	0.1285	0.1812	0.2602	0.3089	0.3459
0.0634	0.0754	0.0929	0.1207	0.1706	0.2484	0.3009	0.3475
0.0598	0.0711	0.0876	0.1138	0.1613	0.2372	0.2915	0.3443
0.0565	0.0672	0.0828	0.1076	0.1529	0.2268	0.2817	0.3385
0.0497	0.0591	0.0728	0.0949	0.1356	0.2042	0.2584	0.3194
0.0443	0.0527	0.0651	0.0849	0.1219	0.1857	0.2378	0.2994

Tomado de Ernest G. Cravalho y Joseph L. Smith, *Engineering Thermodynamics*, Pitman, Marshfield, Mass., 1981 (usado con autorización), calculado según los datos en Byung Ik Lee y Michael G. Kesler, "A Generalized Thermodynamic Correlation Based on Three-Parameter Corresponding States", *American Institute of Chemical Engineering Journal*, vol. 21, no. 3, May 1975, pp. 510-527.

TABLA C.7 **Valores de Lee-Kesler para la entalpía residual**

(*a*) Valores de $[(h_{ideal} - h_{real})/(RT_{cr})]^{(0)}$

T_r	P_r 0.010	0.050	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800
0.30	6.045	6.043	6.040	6.034	6.022	6.011	5.999
0.35	5.906	5.904	5.901	5.895	5.882	5.870	5.858
0.40	5.763	5.761	5.757	5.751	5.738	5.726	5.713
0.45	5.615	5.612	5.609	5.603	5.590	5.577	5.564
0.50	65	5.463	e.459	5.453	5.440	5.427	5.414
[redacted]							
0.80	0.015	0.078	0.160	0.345	4.507	4.504	4.499
0.85	0.014	0.069	0.141	0.300	4.309	4.313	4.316
0.90	0.012	0.062	0.126	0.264	0.596	4.074	4.094
0.93	0.011	0.058	0.118	0.246	0.545	0.960	3.920
0.95	0.011	0.056	0.113	0.235	0.516	0.885	3.763
[redacted]							
1.02	0.010	0.049	0.099	0.203	0.434	0.708	1.060
1.05	0.009	0.046	0.094	0.192	0.407	0.654	0.955
1.10	0.008	0.042	0.086	0.175	0.367	0.58 1	0.827
1.15	0.008	0.039	0.079	0.160	0.334	0.523	0.732
1.20	0.007	0.036	0.073	0.148	0.305	0.474	0.657
[redacted]							
1.80	0.003	0.017	0.034	0.068	0.137	0.206	0.275
1.90	0.003	0.015	0.031	0.062	0.123	0.185	0.246
2.00	0.003	0.014	0.028	0.056	0.111	0.167	0.222
2.20	0.002	0.012	0.023	0.046	0.092	0.137	0.182
2.40	0.002	0.010	0.019	0.038	0.076	0.114	0.150
[redacted]							

TABLA C.7 **(continúa)**

(a) Valores de $[(h_{ideal} - h_{real})/(RT_{cr})]^{(0)}$

P_r							
1.000	1.200	1.500	2.000	3.000	5.000	7.000	10.000
5.987	5.975	5.951	5.921	5.868	5.748	5.628	5.446
5.845	5.833	5.814	5.783	5.721	5.595	5.469	5.278
5.700	5.687	5.668	5.636	5.512	5.442	5.311	5.113
5.551	5.538	5.519	5.486	5.421	5.288	5.154	4.950
5.401	5.388	5.369	5.336	5.270	5.135	4.999	4.791
[redacted]							
4.494	4.488	4.478	4.459	4.413	4.303	4.178	3.974
4.316	4.316	4.312	4.302	4.269	4.173	4.056	3.857
4.108	4.118	4.127	4.132	4.119	4.043	3.935	3.744
3.953	3.976	4.000	4.020	4.024	3.963	3.863	3.678
3.825	3.865	3.904	3.940	3.958	3.910	3.815	3.634
[redacted]							
1.627	3.039	3.442	3.595	3.705	3.718	3.647	3.484
1.359	2.034	3.030	3.398	3.583	3.632	3.575	3.420
1.120	1.487	2.203	2.965	3.353	3.484	3.453	3.315
0.968	1.239	1.719	2.479	3.091	3.329	3.329	3.211
0.857	1.076	1.443	2.079	2.807	3.166	3.202	3.107
[redacted]							
0.344	0.413	0.515	0.683	0.996	1.476	1.751	1.908
0.307	0.368	0.458	0.606	0.880	1.309	1.571	1.736
0.276	0.330	0.411	0.541	0.782	1.167	1.411	1.577
0.226	0.269	0.334	0.437	0.629	0.937	1.143	1.295
0.187	0.222	0.275	0.359	0.513	0.76 1	0.929	1.058
[redacted]							

TABLA C.7 (continúa)

	(b) Valores de $[(h_{ideal} - h_{real})/(RT_{cr})]^{(1)}$						
	P_r						
T_r	0.010	0.050	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800
0.30	11.098	11.096	11.095	11.091	11.083	11.076	11.069
0.35	10.656	10.655	10.654	10.653	10.650	10.646	10.643
0.40	10.121	10.121	10.121	10.120	10.121	10.121	10.121
0.45	9.515	9.515	9.515	9.517	9.519	9.521	9.523
0.50	8.868	8.869	8.870	8.872	8.876	8.880	8.884
0.55	0.080	8.211	8.212	8.215	8.221	8.226	8.232
0.60	0.059	7.568	7.570	7.573	7.579	7.585	7.591
0.65	0.045	0.247	6.949	6.952	6.959	6.966	6.973
0.70	0.034	0.185	0.415	6.360	6.367	6.373	6.381
0.75	0.027	0.142	0.306	5.796	5.802	5.809	5.816
0.80	0.021	0.110	0.234	0.542	5.266	5.271	5.278
0.85	0.017	0.087	0.182	0.401	4.753	4.754	4.758
0.90	0.014	0.070	0.144	0.308	0.751	4.254	4.248
0.93	0.012	0.061	0.126	0.265	0.612	1.236	3.942
0.95	0.011	0.056	0.115	0.241	0.542	0.994	3.737
0.97	0.010	0.052	0.105	0.219	0.483	0.837	1.616
0.98	0.010	0.050	0.101	0.209	0.457	0.776	1.324
0.99	0.009	0.048	0.097	0.200	0.433	0.722	1.154
1.00	0.009	0.046	0.093	0.191	0.410	0.675	1.034
1.01	0.009	0.044	0.089	0.183	0.389	0.632	0.940
1.02	0.008	0.042	0.085	0.175	0.370	0.594	0.863
1.05	0.007	0.037	0.075	0.153	0.318	0.498	0.691
1.10	0.006	0.030	0.061	0.123	0.251	0.381	0.507
1.15	0.005	0.025	0.050	0.099	0.199	0.296	0.385
1.20	0.004	0.020	0.040	0.080	0.158	0.232	0.297
1.30	0.003	0.013	0.026	0.052	0.100	0.142	0.177
1.40	0.002	0.008	0.016	0.032	0.060	0.083	0.100
1.50	0.001	0.005	0.009	0.018	0.032	0.042	0.048
1.60	0.000	0.002	0.004	0.007	0.012	0.013	0.011
1.70	0.000	0.000	0.000	−0.000	−0.003	−0.009	−0.017
1.80	−0.000	−0.001	−0.003	−0.006	−0.015	−0.025	−0.037
1.90	−0.001	−0.003	−0.005	−0.011	−0.023	−0.037	−0.053
2.00	−0.001	−0.003	−0.007	−0.015	0.030	−0.047	−0.065
2.20	−0.001	−0.005	−0.010	−0.020	−0.040	−0.062	−0.083
2.40	−0.001	−0.006	−0.012	−0.023	−0.047	−0.071	−0.095
2.60	−0.001	−0.006	−0.013	−0.026	−0.052	−0.078	−0.104
2.80	−0.001	−0.007	−0.014	−0.028	−0.055	−0.082	−0.110
3.00	−0.001	−0.007	−0.014	−0.029	−0.058	−0.086	−0.114
3.50	−0.002	−0.008	−0.016	−0.031	−0.062	−0.092	−0.122
4.00	−0.002	−0.008	−0.016	−0.032	−0.564	−0.096	−0.127

TABLA C.7 **(continúa)**

(*b*) Valores de $[(h_{ideal} - h_{real})/(RT_{cr})]^{(1)}$							
P_r							
1.000	1.200	1.500	**2.000**	**3.000**	5.000	**7.000**	10.000
II .062	11.055	11.044	11.027	10.992	10.935	10.872	10.781
10.640	10.637	10.632	10.624	10.609	10.581	10.554	10.529
10.121	10.121	10.121	10.122	10.123	10.128	10.135	10.150
9.525	9.527	9.531	9.537	9.549	9.576	9.611	9.663
8.888	8.892	8.899	8.909	8.932	8.978	9.030	9.111
8.238	8.243	8.252	8.267	8.298	8.360	8.425	8.531
7.596	7.603	7.614	7.632	7.669	7.745	7.824	7.950
6.980	6.987	6.997	7.017	7.059	7.147	7.239	7.381
6.388	6.395	6.407	6.429	6.475	6.574	6.677	6.837
5.824	5.832	5.845	5.868	5.918	6.027	6.142	6.318
5.285	5.293	5.306	5.330	5.385	5.506	5.632	5.824
4.763	4.771	4.784	4.810	4.872	5.008	5.149	5.358
4.249	4.255	4.268	4.298	4.371	4.530	4.688	4.916
3.934	3.937	3.95 1	3.987	4.073	4.25 1	4.422	4.662
3.712	3.713	3.730	3.773	3.873	4.068	4.248	4.491
3.470	3.467	3.492	3.551	3.670	3.885	4.077	4.336
3.332	3.327	3.363	3.434	3.568	3.795	3.992	4.257
3.164	3.164	3.223	3.313	3.464	3.705	3.909	4.178
2.471	2.952	3.065	3.186	3.358	3.615	3.825	4.100
1.375	2.595	2.880	3.051	3.251	3.525	3.742	4.023
1.180	1.723	2.650	2.906	3.142	3.435	3.661	3.947
0.877	0.878	1.496	2.38 1	2.800	3.167	3.418	3.722
0.617	0.673	0.617	1.261	2.167	2.720	3.023	3.362
0.459	0.503	0.487	0.604	1.497	2.275	2.64 1	3.019
0.349	0.381	0.381	0.36 1	0.934	1.840	2.273	2.692
0.203	0.218	0.218	0.178	0.300	1.066	1.592	2.086
0.111	0.115	0.108	0.070	0.044	0.504	1.012	1.547
0.049	0.046	0.032	−0.008	−0.078	0.142	0.556	1.080
0.005	−0.004	−0.023	−0.065	−0.151	−0.082	0.217	0.689
−0.027	−0.040	−0.063	−0.109	−0.202	−0.223	−0.028	0.369
-0.05 1	-0.067	− 0.094	-0.143	-0.241	-0.317	-0.203	0.112
-0.070	-0.088	-0.117	-0.169	-0.271	-0.381	-0.330	− 0.092
-0.085	-0.105	-0.136	-0.190	-0.295	-0.428	− 0.424	-0.255
-0.106	-0.128	-0,163	-0.221	-0.331	-0.493	-0.551	-0.489
-0.120	-0.144	-0.181	-0.242	-0.356	-0.535	-0.631	-0.645
−0.130	−0.156	−0.194	−0.257	−0.376	−0.567	−0.687	−0.754
−0.137	−0.164	−0.204	−0.269	−0.391	−0.591	−0.729	−0.836
−0.142	−0.170	−0.211	−0.278	−0.403	−0.611	−0.763	−0.899
−0.152	−0.181	−0.224	−0.294	−0.425	−0.650	−0.827	−1.015
−0.158	−0.188	−0.233	−0.306	−0.442	−0.680	−0.874	−1.097

Tomado de Ernest G. Cravalho y Joseph L. Smith, ***Engineering Thermodynamics***, Pitman, Marshfield, Mass., 1981 (usado con autorización), calculado según los datos en Byung Ik Lee y Michael G. Kesler, ' 'A Generalized Thermodynamic Correlation Based on Three-Parameter Corresponding States'', *American Institute of Chemical Engineering Journal*, vol. 21, no. 3, May 1975, pp. 510-527.

TABLA C.8 Valores de **Lee-Kesler para la** entropía residual

(*a*) Valores de $[(S_{ideal} - S_{real})/R]^{(0)}$

T_r	P_r = 0.010	0.050	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800
0.30	11.614	10.008	9.319	8.635	7.961	7.574	7.304
0.35	11.185	9.579	8.890	8.205	7.529	7.140	6.869
0.40	10.802	9.196	8.506	7.821	7.144	6.755	6.483
0.45	10.453	8.847	8.157	7.472	6.794	6.404	6.132
0.50	10.137	8.531	7.841	7.156	6.479	6.089	5.816
0.55	0.038	8.245	7.555	6.870	6.193	5.803	5.531
0.60	0.029	7.983	7.294	6.610	5.933	5.544	5.273
0.65	0.023	0.122	7.052	6.368	5.694	5.306	5.036
0.70	0.018	0.096	0.206	6.140	5.467	5.082	4.814
0.75	0.015	0.078	0.164	5.917	5.248	4.866	4.600
0.80	0.013	0.064	0.134	0.294	5.026	4.649	4.388
0.85	0.011	0.054	0.111	0.239	4.785	4.418	4.166
0.90	0.009	0.046	0.094	0.199	0.463	4.145	3.912
0.93	0.008	0.042	0.085	0.179	0.408	0.750	3.723
0.95	0.008	0.039	0.080	0.168	0.377	0.671	3.556
0.97	0.007	0.037	0.075	0.157	0.350	0.607	1.056
0.98	0.007	0.036	0.073	0.153	0.337	0.580	0.971
0.99	0.007	0.035	0.071	0.148	0.326	0.555	0.903
1.00	0.007	0.034	0.069	0.144	0.315	0.532	0.847
1.01	0.007	0.033	0.067	0.139	0.304	0.510	0.799
1.02	0.006	0.032	0.065	0.135	0.294	0.491	0.757
1.05	0.006	0.030	0.060	0.124	0.267	0.439	0.656
1.10	0.005	0.026	0.053	0.108	0.230	0.371	0.537
1.15	0.005	0.023	0.047	0.096	0.201	0.319	0.452
1.20	0.004	0.021	0.042	0.085	0.177	0.277	0.389
1.30	0.003	0.017	0.033	0.068	0.140	0.217	0.298
1.40	0.003	0.014	0.027	0.056	0.114	0.174	0.237
1.50	0.002	0.011	0.023	0.046	0.094	0.143	0.194
1.60	0.002	0.010	0.019	0.039	0.079	0.120	0.162
1.70	0.002	0.008	0.017	0.033	0.067	0.102	0.137
1.80	0.001	0.007	0.014	0.029	0.058	0.088	0.117
1.90	0.001	0.006	0.013	0.025	0.051	0.076	0.102
2.00	0.001	0.006	0.011	0.022	0.044	0.067	0.089
2.20	0.001	0.004	0.009	0.018	0.035	0.053	0.070
2.40	0.001	0.004	0.007	0.014	0.028	0.042	0.056
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.006	0.012	[illegible]	0.035	0.046
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.004	[illegible]	[illegible]	[illegible]

TABLA **C.8** (continúa)

(a) Valores de $[(S_{ideal} - S_{real})/R]^{(0)}$							
				P_r			
1.000	1.200	**1.500**	**2.000**	**3.000**	**5.000**	**7.000**	10.000
7.099	6.935	6.740	6.497	6.182	5.847	5.683	5.578
6.663	6.497	6.299	6.052	5.728	5.376	5.194	5.060
6.215	6.109	5.909	5.660	5.330	4.967	4.772	4.619
5.924	5.757	5.557	5.306	4.974	4.603	4.401	4.234
5.608	5.441	5.240	4.989	4.656	4.282	4.074	3.899
5.324	5.157	4.956	4.706	4.373	3.998	[illegible]	3.607
5.066	4.900	4.700	4.451	4.120	3.747	3.537	3.353
4.830	4.665	4.467	4.220	3.892	3.523	3.315	3.131
4.610	4.446	4.250	4.007	3.684	3.322	3.117	2.935
4.399	4.238	4.045	3.807	3.491	3.138	2.939	2.761
4.191	4.034	3.846	3.615	3.310	2.970	2.777	2.605
3.976	3.825	3.646	3.425	3.135	2.812	2.629	2.463
3.738	3.599	3.434	3.231	2.964	2.663	2.491	2.334
3.569	3.444	3.295	3.108	2.860	2.577	2.412	2.262
3.433	3.326	3.193	3.023	2.790	2.520	2.362	2.215
3.259	3.188	3.081	2.932	2.719	2.463	2.312	2.170
3.142	3.106	3.019	2.884	2.682	2.436	2.287	2.148
2.972	3.010	2.953	2.835	[illegible]	2.408	2.263	2.126
2.178	2.893	2.879	2.784	2.609	2.380	2.239	2.105
1.391	2.736	2.798	2.730	2.571	2.352	2.215	2.083
1.225	2.495	2.706	2.673	2.533	2.325	2.191	2.062
0.965	1.523	2.328	2.483	2.415	2.242	2.121	2.001
0.742	1.012	1.557	2.081	2.202	2.104	2.007	1.903
0.607	0.790	1.126	1.649	1.968	1.966	1.897	1.810
0.512	0.651	0.890	1.308	1.727	1.827	1.789	1.722
0.385	0.478	0.628	0.891	1.299	[illegible]	[illegible]	[illegible]
0.303	0.372	0.478	0.663	0.900	[illegible]	[illegible]	[illegible]
0.246	0.299	0.381	0.520	0.777	[illegible]	[illegible]	[illegible]
0.204	0.247	0.312	0.421	0.625	[illegible]	[illegible]	[illegible]
0.172	0.208	0.261	0.350	0.519	[illegible]	[illegible]	[illegible]
0.147	0.177	0.222	0.296	0.438	0.661	0.799	0.908
0.127	0.153	0.191	0.255	0.375	0.570	0.702	0.815
0.111	0.134	0.167	0.221	0.325	0.497	0.620	0.733
0.087	0.105	0.130	0.172	0.251	0.388	0.492	0.599
0.070	0.084	0.104	0.138	0.201	0.311	0.399	0.496
0.058	0.069	0.086	0.113	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
0.048	0.058	0.072	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	0.049	0.061	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.042	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.031	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

TABLA **C.8 (continúa)**

(*b*) Valores de $[(S_{ideal} - S_{real})/R]^{(1)}$

	P_r						
T_r	0.010	0.050	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800
0.30	16.782	16.774	16.764	16.744	16.705	16.665	16.626
0.35	15.413	15.408	15.401	15.387	15.359	15.333	15.305
0.40	13.990	13.986	13.981	13.972	13.953	13.934	13.915
0.45	12.564	12.561	12.558	12.551	12.537	12.523	12.509
0.50	11.202	11.200	11.197	11.192	11.182	11.172	11.162
0.55	0.115	9.948	9.946	9.942	9.935	9.928	9.921
0.60	0.078	8.828	8.826	8.823	8.817	8.811	8.806
0.65	0.055	0.309	7.832	7.829	7.824	7.819	7.815
0.70	0.040	0.216	0.491	6.951	6.945	6.941	6.937
0.75	0.029	0.156	0.340	6.173	6.167	6.162	6.158
0.80	0.022	0.116	0.246	0.578	5.475	5.468	5.462
0.85	0.017	0.088	0.183	0.408	4.853	4.841	4.832
0.90	0.013	0.068	0.140	0.301	0.744	4.269	4.249
0.93	0.011	0.058	0.120	0.254	0.593	1.219	3.914
0.95	0.010	0.053	0.109	0,228	0.517	0.961	3.691
0.97	0.010	0.048	0.099	0.206	0.456	0.797	1.570
0.98	0.009	0.046	0.094	0.196	0.429	0.734	1.270
0.99	0.009	0.044	0.090	0.186	0.405	0.680	1.098
1.00	0.008	0.042	0.086	0.177	0.382	0.632	0.977
1.01	0.008	0.040	0.082	0.169	0.361	0.590	0.883
1.02	0.008	0.039	0.078	0.161	0.342	0.552	0.807
1.05	0.007	0.034	0.069	0.140	0.292	0.460	0.642
1.10	0.005	0.028	0.055	0.112	0.229	0.350	0.470
1.15	0.005	0.023	0.045	0.091	0.183	0.275	0.361
1.20	0.004	0.019	0.037	0.075	0.149	0.220	0.286
1.30	0.003	0.013	0.026	0.052	0.102	0.148	0.190
1.40	0.002	0.010	0.019	0.037	0.072	0.104	0.133
1.50	0.001	0.007	0.014	0.027	0.053	0.076	0.097
1.60	0.001	0.005	0.011	0.021	0.040	0.057	0.073
1.70	0.001	0.004	0.008	0.016	0.031	0.044	0.056
1.80	0.001	0.003	0.006	0.013	0.024	0.035	0.044
1.90	0.001	0.003	0.005	0.010	0.019	0.028	0.036
2.00	0.000	0.002	0.004	0.008	0.016	0.023	0.029
2.20	0.000	0.001	0.003	0.006	0.011	0.016	0.021
2.40	0.000	0.001	0.002	0.004	0.008	0.012	0.015
2.60	0.000	0.001	0.002	0.003	0.006	0.009	0.012
2.80	0.000	0.001	0.001	0.003	0.005	0.008	0.010
3.00	0.000	0.001	0.001	0.002	0.004	0.006	0.008
3.50	0.000	0.000	0.001	0.001	0.003	0.004	0.006
4.00	0.000	0.000	0.001	0.001	0.002	0.003	0.005

TABLA C.8 **(continúa)**

(*b*) Valores de $[(S_{ideal} - S_{real})/R]^{(1)}$

P_r							
1.000	1.200	**1.500**	**2.000**	**3.000**	**5.000**	**7.000**	10.000
16.586	16.547	16.488	16.390	16.195	15.837	15.468	14.925
15.278	15.251	15.211	15.144	15.011	14.751	14.496	14.153
13.896	13.877	13.849	13.803	13.714	13.541	13.376	13.144
12.496	12.482	12.462	12.430	12.367	12.248	12.145	11.999
11.153	11.143	11.129	11.107	11.063	10.985	10.920	10.836
9.914	9.907	9.897	9.882	9.853	9.806	9.769	9.732
8.799	8.794	8.787	8.777	8.760	8.736	8.723	8.720
7.810	7.807	7.801	7.794	7.784	7.779	7.785	7.811
6.933	6.930	6.926	6.922	6.919	6.929	6.952	7.002
6.155	6.152	6.149	6.147	6.149	6.174	6.213	6.285
5.458	5.455	5.453	5.452	5.461	5.501	5.555	5.648
4.826	4.822	4.820	4.822	4.839	4.898	4.969	5.082
4.238	4.232	4.230	4.236	4.267	4.35 1	4.442	4.578
3.894	3.885	3.884	3.896	3.94 1	4.046	4.151	4.300
3.658	3.647	3.648	3.669	3.728	3.851	3.966	4.125
3.406	3.391	3.401	3.437	3.517	3.661	3.788	3.957
3.264	3.247	3.268	3.318	3.412	3.569	3.701	3.875
3.093	3.082	3.126	3.195	3.306	3.477	3.616	3.796
2.399	2.868	2.967	3.067	3.200	3.387	3.532	3.717
1.306	2.513	2.784	2.933	3.094	3.297	3.450	3.640
1.113	1.655	2.557	2.790	2.986	3.209	3.369	3.565
0.820	0.83 1	1.443	2.283	2.655	2.949	3.134	3.348
0.577	0.640	0.618	1.241	2.061	2.534	2.161	3.013
0.437	0.489	0.502	0.654	1.471	2.138	2.428	2.708
0.343	0.385	0.412	0.447	0.99 1	1.767	2.115	2.430
[illegible]	0.254	0.282	0.300	0.481	1.147	1.569	1.944
[illegible]	0.178	0.200	0.220	0.290	0.730	1.138	1.544
0.113	0.130	0.147	0.166	0.206	0.479	0.823	1.222
0.086	0.098	0.112	0.129	0.159	0.334	0.604	0.969
0.067	0.076	0.087	0.102	0.127	0.248	0.456	0.775
0.053	0.060	0.070	0.083	0.105	0.195	0.355	0.628
0.043	0.049	0.057	0.069	0.089	0.160	0.286	0.518
0.035	0.040	0.048	0.058	0.077	0.136	0.238	0.434
0.025	0.029	0.035	0.043	0.060	0.105	0.178	0.322
0.019	0.022	0.027	0.034	0.048	0.086	0.143	0.254
0.015	0.018	0.021	0.028	0.041	0.074	0.120	0.210
0.012	0.014	0.018	0.023	0.035	0.065	0.104	0.188
0.010	0.012	0.015	0.020	0.031	0.058	0.093	0.158
0.007	0.009	0.011	0.015	0.024	0.046	0.073	0.122
0.006	0.007	0.009	0.012	0.020	0.038	0.060	0.100

Tomado de **Ernest G. Cravalho y** Joseph **L.** Smith, hijo, ***Engineering Thermodynamics*, Pitman, Marshfield, Mass.,** 1981 (usado con **autorización)**, calculado según **los** datos en **Byung Ik** Lee **y Michael** G. **Kesler, "A Generalized Thermodynamic Correlation** Based **on Three-Parameter** Corresponding States", ***American Institute of Chemical Engineering Journal*, vol. *21, no. 3, May 1975, pp.* 510-527.**

TABLA C.9 **Entalpías** y **función** de **Gibbs** de **formación** para **una selección** de compuestos **orgánicos a** 298.15 K **(77 °F)**

Sustancia	Fórmula	Masa molecular	Fase	$\Delta\bar{h}_f^o$ MJ/kmol	$\Delta\bar{h}_f^o$ Btu/lbmol	$\Delta\bar{g}_f^o$ MJ/kmol	$\Delta\bar{g}_f^o$ Btu/lbmol
Metano	CH_4	16.04	*g*	− 14.90	-32,200	− 50.83	-21,850
Etano	C_2H_6	30.07	*g*	− 84.72	-36,420	− 32.9	− 14.100
Propano	C_3H_8	44.09	*g*	− 103.9	-44,670	-23.5	− 10,100
i-Butano	C_4H_{10}	58.12	*g*	− 126.2	− 54.260	− 17.2	− 7,390
i-Butano	C_4H_{10}	58.12	*g*	−134.6	−57,870	−20.9	−8,990
n-Pentano	[redacted]						
n-Hexano	[redacted]						
n-**Heptano**	[redacted]						
n-**Octano**	[redacted]						
Etileno	[redacted]						
Propileno	C_3H_6	42.08	*g*	20.4	8,770	62.76	26,980
Acetileno	C_2H_2	26.04	*g*	226.9	97,550	209.3	89,980
Benceno	C_6H_6	78.11	*g*	82.98	35,670	129.7	55,760
			l	49.07	21,100	124.4	53,480
Metano1	CH_4O	32.04	*g*	−201.3	−86,540	−162.6	−69,910
	[redacted]						
Etanol	[redacted]						
	[redacted]						
Amoniaca	[redacted]						
	[redacted]						
Monóxido de carbono	CO	28.01	*g*	−110.6	−47,550	−137.4	−59,070
Bióxido de carbono	CO_2	44.01	*g*	− 393.8	− 169,300	− 394.6	− 169,600
Ácido clorhídrico	HCl	36.47	*g*	− 92.37	-39,710	-95.33	− 40,980
			aq	− 167.6	− 72,060	− 131.3	− 56,450
Óxido nítrico	NO	30.01	*g*	90.44	38,880	86.75	37,300
Bióxido de nitrógeno	[redacted]						
óxido nitroso	[redacted]						
Bióxido de **azufre**	[redacted]						
Trióxido de **azufre**	[redacted]						
Ácido sulfúrico	[redacted]						
			l	−814.12	−350.010	−690.11	−296.690
Agua	H_2O	18.02	*g*	-242.0	− 104,000	− 228.1	− 90,320
			l	-286.0	− 123,000	-237.4	− 102,100

Valores en el SI tomados de B.G. Kyle, *Chemical and Process Thermodynamics*, Prentice-Hall. Englewood Cliffs, N.J., 1984 (con autorización) según datos en:
Selected Values of Chemical Thermodynamic Properties, National Bureau of Standards Circular 500, 1952.
Selected Values of Properties of Hydrocarbons, National Bureau of Standards Circular 461, 1947.

D.R. Stull, E.F. Westrum, hijo, y G.C. Siie, *The Chemical Thermodynamics of Organic Compounds*, Wiley, New York. 1969.

TABLA C.10 **Valores de la entropía** absoluta en el estado **estándar** de referencia **a** 25°C **(77°F) y** *1* **atm**

Sustancia	Fórmula	Fase	*Peso* molecular	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)	$\bar{s}^o$ Btu/(lbmol · °R)
Acetileno	C_2H_2	*g*	26.02	200.8	48.00
Benceno	C_6H_6	*l*	78.11	173.3	41.41
		g		269.2	64.34
n-Butano	C_4H_{10}	*l*	58.120	231.	55.2
		g		310.1	74.12
Carbono (grafito)	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Bióxido de carbono	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Monóxido de carbono	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Etano	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Etileno	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Hidrógeno	H_2	*g*	2.016	130.58	31.211
Acido clorhídrico	HCl	*g*	36.465	186.8	44.64
Metano	CH_4	*g*	16.042'	186.3	44.52
Nitrógeno	N_2	*g*	28.016	191.5	45.767
Oxígeno	O_2	*g*	32.00	205.03	49.003
Propano	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Azufre (cristales rómbicos)	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Agua	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]

Datos tomados de Daniel R. **Stull,** Edgar F. **Westrum,** hijo y **Gerard** C. Sinke, ***The Chemical Thermodynamics of Organic Compounds*, Wiley,** New York, **1969** (reunidos de varias fuentes).

TABLA C.11 **Entalpía** de combustión **y** temperaturas de flama **adiabáticas**
(Combustión estequiométrica con aire seco, combustible y aire a 298 K, valores inferiores)

Sustancia	Formula	Entalpía de *combustión* kJ/kmol	Entalpía de *combustión* Btu/lbmol	Temperatura de flama adiabática K	Temperatura de flama adiabática °R
Acetileno	C_2H_2	-12.5×10^5	-5.37×10^5	2859	5146
Benceno	C_6H_6	-31.7×10^5	-13.6×10^5	2484	4471
n-Butano	C_4H_{10}	-26.5×10^5	-11.4×10^5	2357	4243
Mónoxido de carbono	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Etano	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Etileno	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]	[redacted]
Hidróeeno	H_2	-2.42×10^5	-1.04×10^5	2490	4482
Metano	CH_4	-8.03×10^5	-3.45×10^5	2285	4113
Propano	C_3H_8	-20.5×10^5	-8.81×10^5	2629	4732

Datos tomados de A.G. Gaydour y H.G. **Wolfhard,** ***Flames, Their Structure, Radiation and Temperature,*** **2a.** ed. Macmillan, Nueva York, **1969,** y de Henry C. **Barnett** y Robert R. **Hibbard (eds.), "Basic Considerations in** the **Combustion** of **Hydrocarbon Fuels",** NACA **Report 1300,** 1957.

TABLA C.12 **Logaritmos** en **base** 10 de la constante de **equilibrio** K

Temperatura K	Temperatura °R	$\frac{1}{2}O_2 \leftrightarrow O$	$\frac{1}{2}H_2 \leftrightarrow H$	$\frac{1}{2}N_2 \leftrightarrow N$	$H_2 + \frac{1}{2}O_2 \leftrightarrow H_2O$	$C + O_2 \leftrightarrow CO_2$	$C + \frac{1}{2}O_2 \leftrightarrow CO$
600	1080	-18.574	-16.336	-38.081	18.633	34.405	14.318
700	1260	-15.449	-13.599	-32.177	15.583	29.506	12.946
800	1440	-13.101	-11.539	-27.744	13.289	25.830	11.914
900	1620	-11.272	-9.934	-24.292	11.498	22.970	11.108
1000	1800	-9.807	-8.646	-21.528	10.062	20.680	10.459
1100	1980	-8.606	-7.589	-19.265	8.883	18.806	9.926
1200	2160	-7.604	-6.707	-17.377	7.899	17.243	9.479
1300	2340	-6.755	-5.958	-15.778	7.064	15.920	9.099
1400	2520	-6.027	-5.315	-14.406	6.347	14.785	8.771
1500	2700	-5.395	-4.756	-13.217	5.725	13.801	8.485
1600	2880	-4.842	-4.266	-12.175	5.180	12.940	8.234
1700	3060	-4.353	-3.833	-11.256	4.699	12.180	8.011
1800	3240	-3.918	-3.448	-10.437	4.270	11.504	7.811
1900	3420	-3.529	-3.102	-9.705	3.886	10.898	7.631
2000	3600	-3.178	-2.790	-9.046	3.540	10.353	7.469
2100	3780	-2.860	-2.508	-8.449	3.227	9.860	7.321
2200	3960	-2.571	-2.251	-7.905	2.942	9.411	7.185
2300	4140	-2.307	-2.016	-7.409	2.682	9.001	7.061
2400	4320	-2.065	-1.800	-6.954	2.443	8.625	6.946
2500	4500	-1.842	-1.601	-6.535	2.224	8.280	6.840
2600	4680	-1.636	-1.417	-6.149	2.021	7.960	6.741
2700	4860	-1.446	1.247	-5.790	1.833	7.664	6.649
2800	5040	1.268	-1.089	5.457	1.658	7.388	6.563
2900	5220	-1.103	-0.941	-5.147	1.495	7.132	6.483
3000	5400	-0.949	-0.803	-4.858	1.343	6.892	6.407
3100	5580	-0.805	-0.674	-4.587	1.201	6.668	6.336
3200	5760	-0.670	-0.553	-4.332	1.067	6.458	6.269
3300	5940	-0.543	-0.439	-4.093	0.942	6.260	6.206
3400	6120	-0.423	-0.332	-3.868	0.824	6.074	6.145
3500	6300	-0.310	-0.231	-3.656	0.712	5.898	6.088
3600	6480	-0.204	-0.135	-3.455	0.607	5.732	6.034
3700	6660	-0.103	-0.044	-3.265	0.507	5.574	5.982
3800	6840	-0.007	0.042	-3.086	0.413	5.425	5.933
3900	7020	0.084	0.123	-2.915	0.323	5.283	5.886
4000	7200	0.170	0.201	-2.752	0.238	5.149	5.841

Temperatura K	Temperatura °R	$\frac{1}{2}O_2 + \frac{1}{2}N_2 \leftrightarrow NO$	$O_2 + \frac{1}{2}N_2 \leftrightarrow NO_2$	$\frac{1}{2}O_2 + \frac{1}{2}H_2 \leftrightarrow OH$	$\frac{1}{2}O_2 + N_2 \leftrightarrow N_2O$	$C + 2H_2 \leftrightarrow CH_4$	$C + \frac{3}{2}H_2 \rightarrow CH_3$
600	1080	-7.210	-6.111	-2.568	-11.040	2.001	-13.212
700	1260	-6.086	-5.714	-2.085	-10.021	0.951	-11.458
800	1440	-5.243	-5.417	-1.724	-9.253	0.146	-10.152
900	1620	-4.587	-5.185	-1.444	-8.654	-0.493	-9.145
1000	1800	-4.062	-5.000	-1.222	-8.171	-1.011	-8.344
1100	1980	-3.633	-4.848	-1.041	-7,774	-1.440	-7.693
1200	2160	-3.275	-4.721	-0.890	-7.442	-1.801	-7.133
1300	2340	-2.972	-4.612	-0.764	-7.158	-2.107	-6.698
1400	2520	-2.712	-4,519	-0.6%	-6.914	-2,372	-6.389
1500	2700	-2.487	-4.438	-0.553	-6.701	-2.602	-5.974
1600	2880	-2.290	-4.367	-0.482	-6.514	-2.803	-5.681
1700	3060	-2.116	-4.304	-0.410	-6.347	-2.981	-5.423
1800	3240	-1.962	-4.248	-0.347	-6.198	-3.139	-5.195
1900	3420	-1.823	-4.198	-0.291	-6.065	-3.281	-4.991
2000	3600	-1.699	-4.152	-0.240	-5.943	-3.408	-4.808
2100	3780	-1.586	-4.111	-0.195	-5.833	-3.523	-4.842
2200	3960	-1.484	-4.674	-0.153	-5.732	-3.627	-4.492
2300	4140	-1.391	-4.040	-0.116	-5.639	-3.722	-4,355
2400	4320	-1.305	-4.008	-0.082	-5.554	-3.809	-4.230
2500	4500	-1.227	- 3 . m	-0.050	-5.475	-3.889	-4.115
2600	4680	-1.154	-3.953	-0.021	-5.401	-3.962	-4.009
2700	4860	-1.087	-3.928	0.005	-5.333	-4.030	-3.911
2800	5040	-1.025	3.905	0.030	-5.270	-4.093	-3.820
2900	5220	-0.967	-3.884	0.053	-5.210	-4.152	-3.736
3000	5400	-0.913	-3.864	0.074	-5.154	-4.206	-3.659
3100	5580	-0.863	-3.846	0.094	-5.102	-4.257	-3.584
3200	5760	-0.815	-3.828	0.112	-5.052	-4.304	-3.515
3300	5940	-0.771	-3.812	0.129	-5.006	-4.349	-3.451
3400	6120	-0.729	-3.797	0.145	-4.962	-4.391	-3.391
3500	6300	-0.690	-3.783	0.160	-4.920	-4.430	-3.334
3600	6480	-0.653	-3.770	0.174	-4.881	-4.467	-3.280
3700	6660	-0.618	-3.757	0.188	-4.843	-4.503	-3.230
3800	6840	-0.585	-3.746	0.200	-4.807	-4.536	-3.182
3900	7020	-0.554	-3.734	0.212	-4.773	-4.568	-3.137
4000	7200	-0.524	-3.724	0.223	-4.741	-4.598	-3.095

TABLA C. 12 (continúa)

Temperatura K	Temperatura °R	$C + H_2 \leftrightarrow CH_2$	$C + \frac{1}{2}H_2 \leftrightarrow CH$	$2C + H_2 \leftrightarrow C_2H_2$	$C_2 + 2H_2 \leftrightarrow C_2H_4$	$\frac{1}{2}N_2 + \frac{3}{2}H_2 \leftrightarrow NH_3$	$\frac{1}{2}N_2 + H_2 \leftrightarrow NH_2$	$\frac{1}{2}N_2 + \frac{1}{2}H_2 \leftrightarrow NH$
600	1080	-30.678	-45.842	-16.687	-7.652	-1.377	-18.326	-31.732
700	1260	-25.898	-38.448	-13.882	-7.114	-2.023	-15.996	-27.049
800	1440	-22.319	-32.905	-11.784	-6.728	-2.518	-14.255	-23.531
900	1620	-19.540	-28.597	-10.155	-6.438	-2.910	-12.905	-20.806
1000	1800	-17.321	-25.152	-8.856	-6.213	-3.228	-11.827	-18.621
1100	1980	-15.508	-22.336	-7.795	-6.034	-3.490	-10.948	-16.834
1200	2160	-14.000	-19.991	-6.913	-5.889	-3.710	-10.216	-15.345
1300	2340	-12.726	-18.008	-6.168	-5.766	-3.897	-9.598	-14.084
1400	2520	-11.635	-16.310	-5.531	-5.664	-4.058	-9.069	-13.004
1500	2700	-10.691	-14.838	-4.979	-5.575	-4.197	-8.610	-12.068
1600	2880	-9.866	-13.551	-4.497	-5.491	-4.319	-8.210	-11.249
1700	3060	-9.139	-12.417	-4.072	-5.430	-4.426	-7.856	-10.526
1800	3240	-8.493	-11.409	-3.695	-5.369	-4.521	-7.542	-9.883
1900	3420	-7.916	-10.507	-3.358	-5.316	-4.605	-7.261	-9.308
2000	3600	-7.397	-9.696	-3.055	-5.267	-4.681	-7.009	-8.790
2100	3780	-6.929	-8.963	-2.782	-5.223	-4.749	-6.780	-8.322
2200	3960	-6.503	-8.296	-2.532	-5.183	-4.810	-6.572	-7.896
2300	4140	-6.115	-7.687	-2.306	-5.146	-4.866	-6.382	-7.507
2400	4320	-5.760	-7.130	-2.098	-5.113	-4.916	-6.208	-7.151
2500	4500	-5.433	-6.617	-1.906	-5.081	-4.963	-6.048	-6.823
2600	4680	-5.133	-6.144	-1.730	-5.052	-5.005	-5.899	-6.520
2700	4860	-4.854	-5.706	-1.566	-5.025	-5.044	-5.762	-6.240
2800	5040	-4.596	-5.300	-1.415	-5.000	-5.079	-5.635	-5.979
2900	5220	-4.356	-4.922	-1.274	-4.977	-5.112	-5.516	-5.737
3000	5400	-4.132	-4.569	-1.142	-4.955	-5.143	-5.405	-5.511
[illegible]	5580	-3.923	-4.239	-1.019	-4.934	-5.171	-5.300	-5.299
[illegible]	5760	-3.728	-3.930	-0.903	-4.915	-5.197	-5.203	-5.100
[illegible]	5940	-3.544	-3.639	-0.795	-4.897	-5.221	-5.111	-4.914
[illegible]	6120	-3.372	-3.366	-0.693	-4.880	-5.244	-5.024	-4.738
[illegible]	6300	-3.210	-3.108	-0.597	-4.864	-5.265	-4.942	-4.572
3600	6480	-3.056	-2.865	-0.506	-4.848	-5.285	-4.865	-4.416
3700	6660	-2.912	-2.636	-0.420	-4.834	-5.304	-4.791	-4.267
3800	6840	-2.715	-2.418	-0.339	-4.821	-5.321	-4.721	-4.127
3900	7020	-2.646	-2.212	-0.262	-4.808	-5.338	-4.655	-3.994
4000	7200	-2.523	-2.016	-0.189	-4.796	-5.353	-4.592	-3.867

Valores tomados de Roger A. Strehlow, *Combustion Fundamentals*, McGraw-Hill, Nueva York, 1984 (reimpreso con autorización). La fuente original es tablas termodinámicas JANAF, que incluyen suplementos.

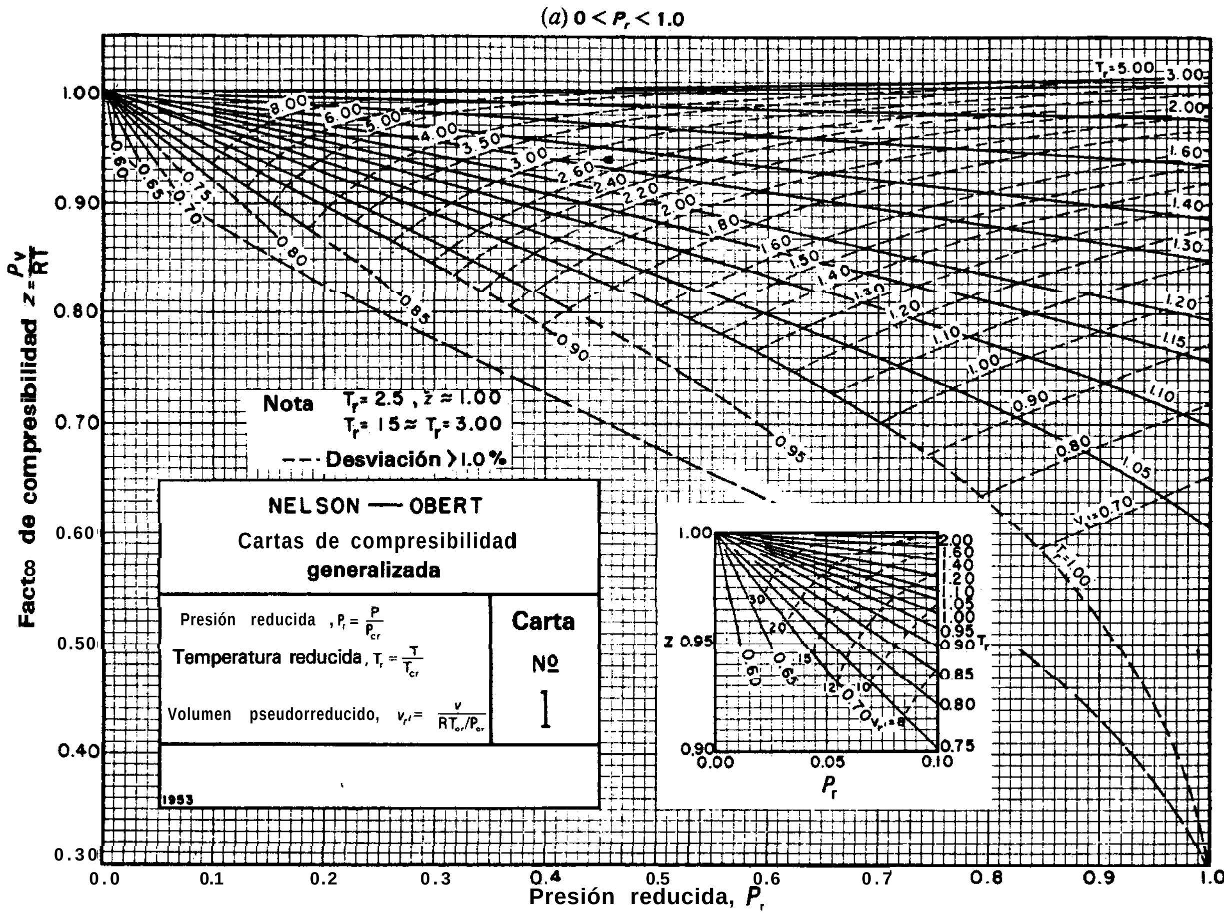


FIGURA C.1 *Cartas de* **compresibilidad generalizada.** *(Usado con autorización del Dr. Edward E. Obert. University of Wisconsin.)*

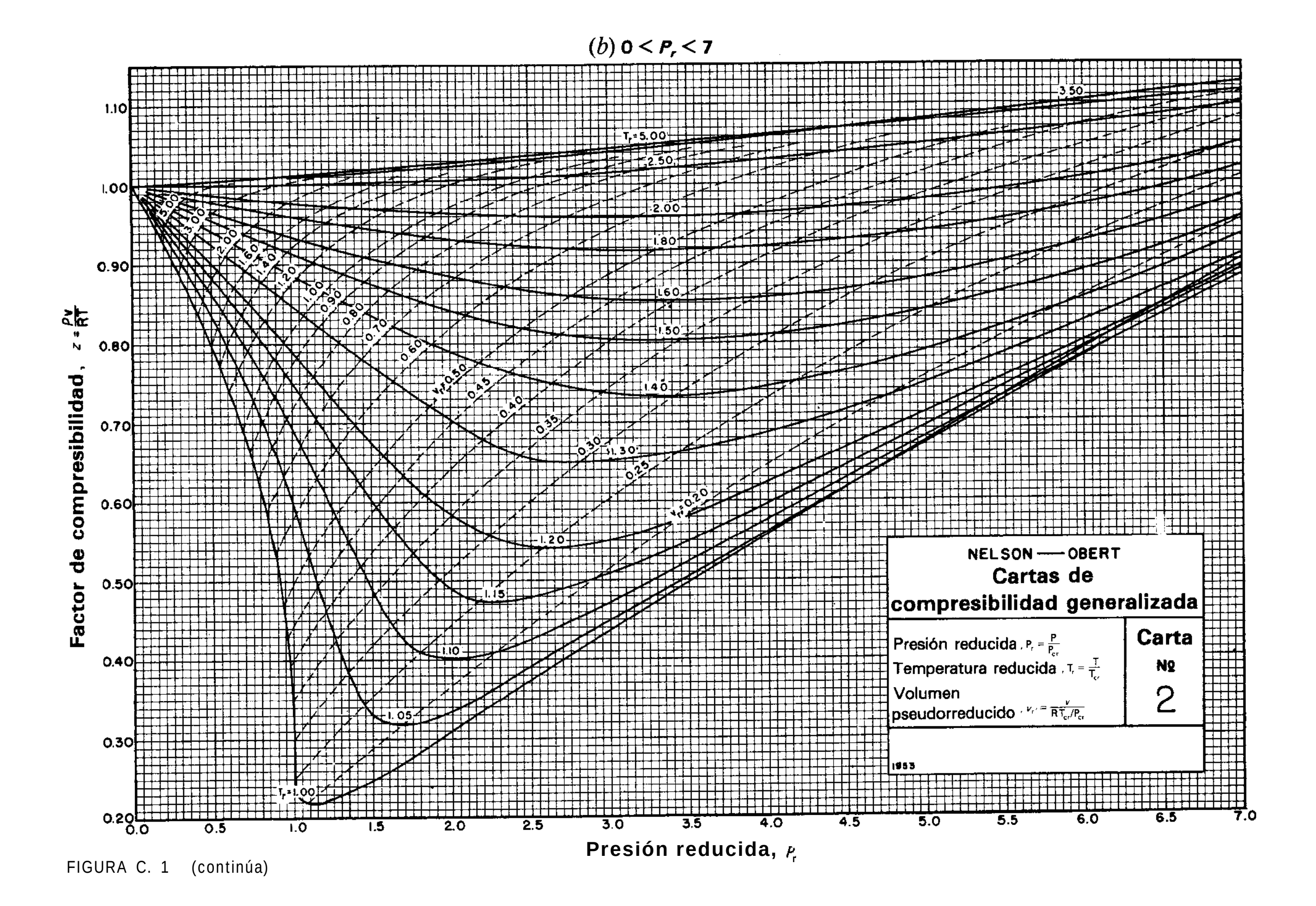


FIGURA C. 1 (continúa)

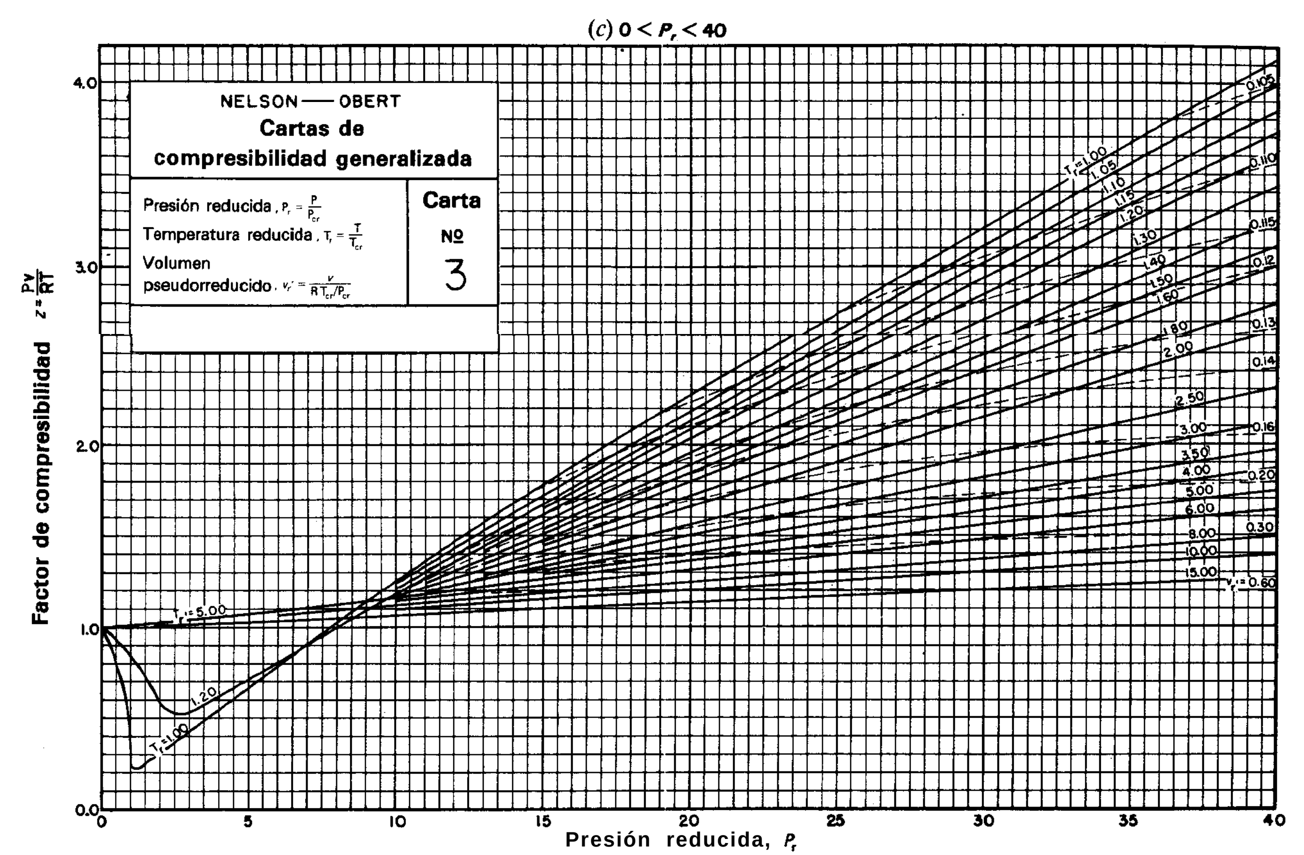


FIGURA C. 1 (continúa)

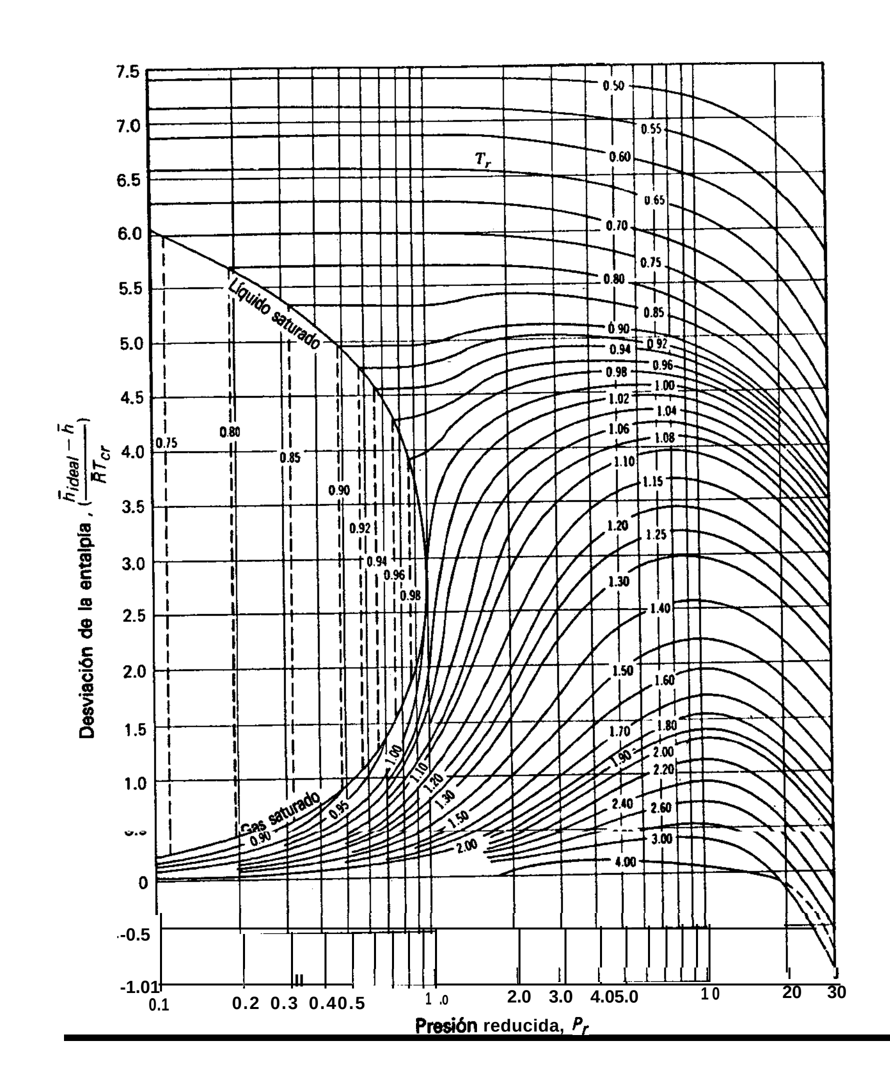


FIGURA C.2 **Carta** de **la desviación** de la **entalpía generalizada.** [**Tomada** de Gordon van Wylen y Richard **Sontag**, ***Fundamentals of Classical Thermodynamics***, (versión SI), 2a. ed. Wiley. Nueva York, 1976. **Reimpreso** con **autorización de** John Wiley **&** Sons, Inc.]

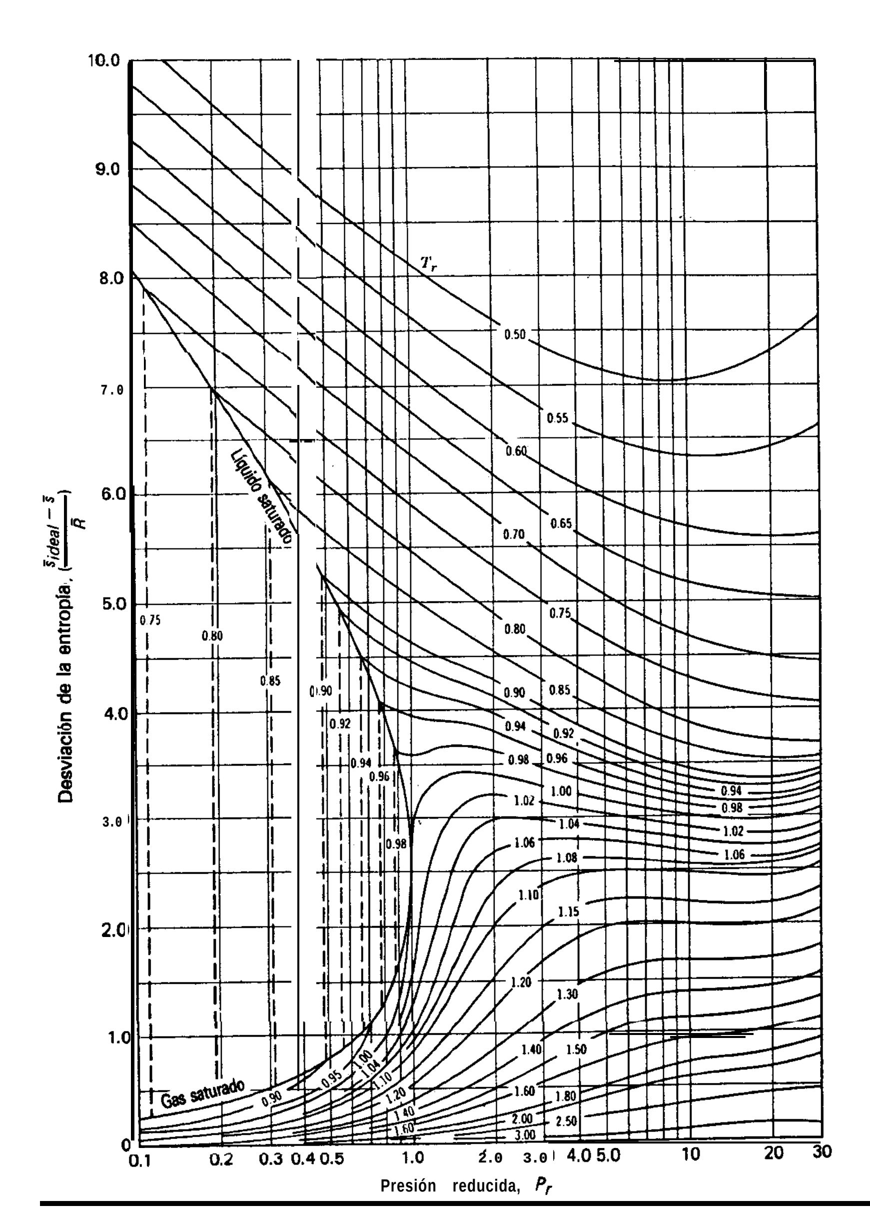


FIGURA C.3 **Carta de la desviación de la entropía generalizada.** [Tomada de Gordon van Wylen y Richard Sontag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics* (versión SI), 2a. ed. Wiley, Nueva York. 1976. **Reimpreso** con **autorización** de John Wiley & Sons, Inc.]

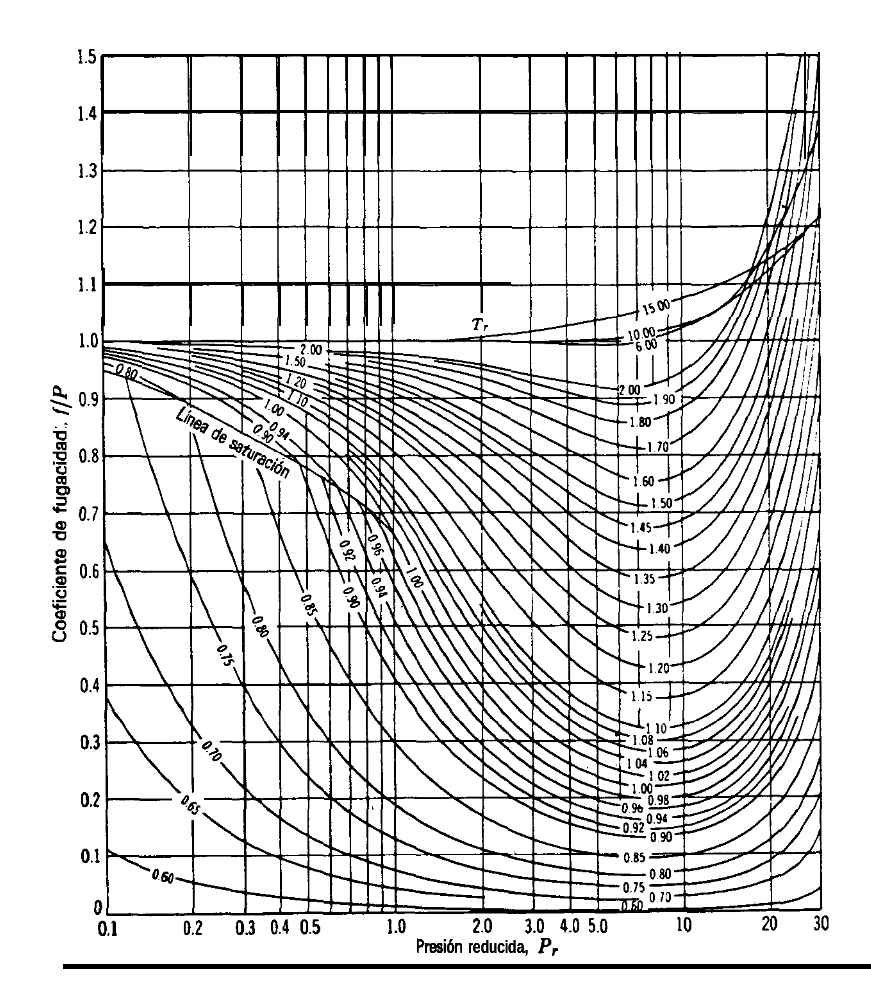


FIGURA C.4 Carta de la **desviación** de **la** fugacidad **generalizada. [Tomada** de de Gordon van Wylen y Richard Sontag. *Fundamentals of Classical Thermodynamics* (versión SI), 2a. ed. Wiley. Nueva York, 1976. **Reimpreso** con **autorización** de John Wiley & Sons, Inc.]

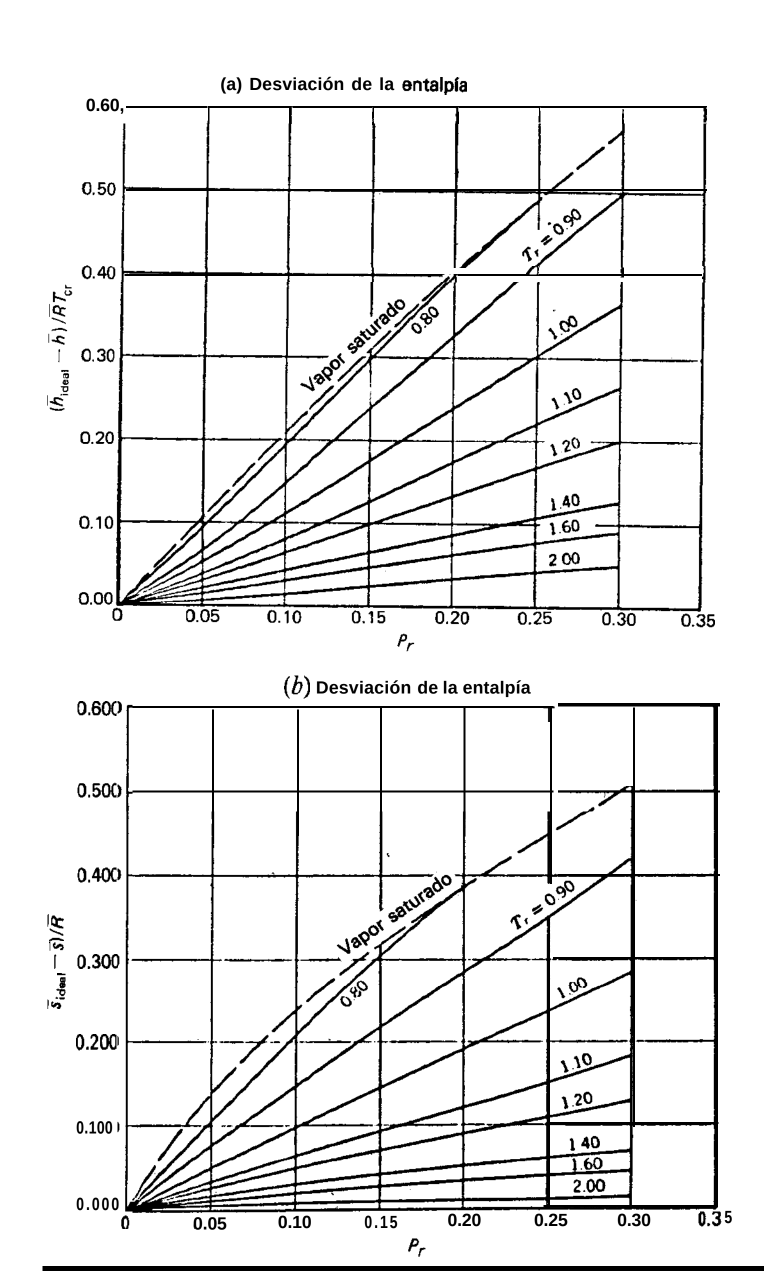


FIGURA C.5 **Cartas** de **desviación generalizada • [illegible] presiones. [Tomada** de Gordon van Wylen y Richard Sontag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics* (versión SI). Za. ed. Wiley. Nueva York, 1976. **Reimpreso** con **autorización** de John Wiley & Sons, Inc.]

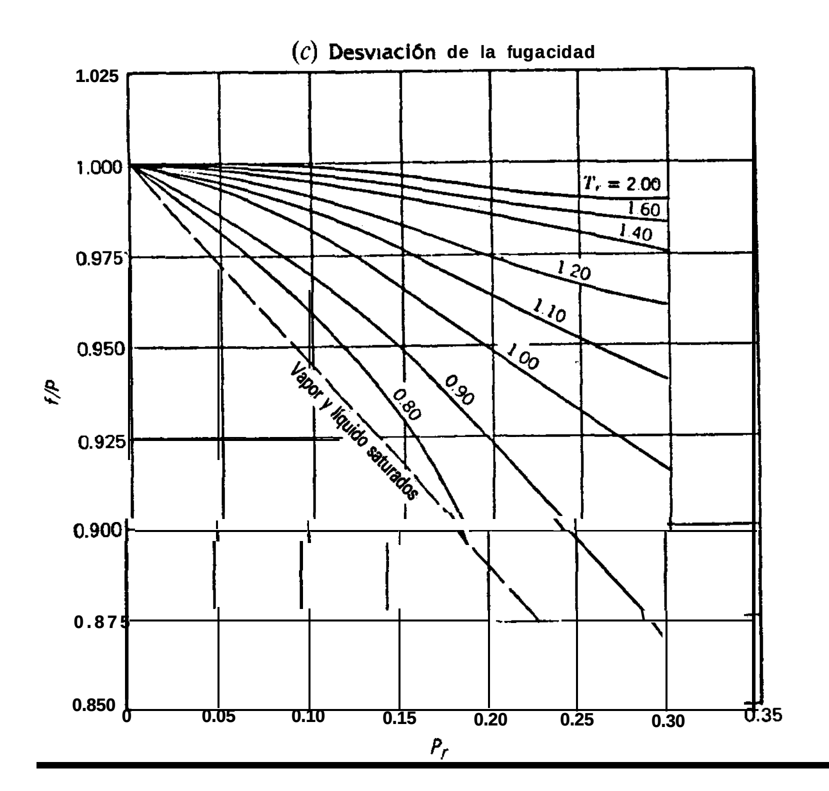


FIGURA C.5 (continúa)

APÉNDICE D

Datos termodinámicos para diversas sustancias. Unidades en SI

TABLA D.I **Dependencia** de lo temperatura en **las** capacidades caloríficas molares de gases **a presión cero.** (Unidades en SI)

$$\bar{c}_p^o = a + bT + cT^2 + dT^3$$

[T en K, $\bar{c}_p^o$ en **kJ/(kmol · K)**]

Sustancia	**Fórmula**	*a*	*b*	*c*	*d*	Intervalo de **temperatura** K	Error, % Max.	Error, % **Prom.**
Nitrógeno	N_2	28.90	-0.1571×10^{-2}	0.8081×10^{-5}	-2.873×10^{-9}	273-1800	0.59	0.34
Oxigeno	O_2	25.48	1.520×10^{-2}	-0.7155×10^{-5}	1.312×10^{-9}	273-1800	1.19	0.28
Aire		28.11	0.1967×10^{-2}	0.4802×10^{-5}	-1.966×10^{-9}	273-1800	0.72	0.33
Hidrógeno	H_2	29.11	-0.1916×10^{-2}	0.4003×10^{-5}	-0.8704×10^{-9}	273-1800	1.01	0.26
Monóxido de **carbono**	CO	28.16	0.1675×10^{-2}	0.5372×10^{-5}	-2.222×10^{-9}	273-1800	0.89	0.33
Bióxido de carbono	CO_2	22.26	5.981×10^{-2}	-3.501×10^{-5}	7.469×10^{-9}	273-1800	0.67	0.22
Vapor de agua	H_2O	32.24	0.1923×10^{-2}	1.055×10^{-5}	-3.595×10^{-9}	273-1800	0.53	0.24
Óxido nítrico	NO	29.34	-0.09395×10^{-2}	0.9747×10^{-5}	-4.187×10^{-9}	273-1500	0.97	0.36
Óxido nitroso	N_2O	24.11	5.8632×10^{-2}	-3.562×10^{-5}	10.58×10^{-9}	273-1500	0.59	0.26
Bióxido de nitrógeno	NO_2	22.9	5.715×10^{-2}	-3.52×10^{-5}	7.87×10^{-9}	273-1500	0.46	0.18
Amoniaco	NH_3	27.568	2.5630×10^{-2}	0.99072×10^{-5}	-6.6909×10^{-9}	273-1500	0.91	0.36
Azufre	S_2	27.21	2.218×10^{-2}	-1.628×10^{-5}	3.986×10^{-9}	273-1800	0.99	0.38
Bióxido de azufre	SO_2	25.78	5.795×10^{-2}	-3.812×10^{-5}	8.612×10^{-9}	273-1800	0.45	0.24
Trióxido de azufre	SO_3	16.40	14.58×10^{-2}	-11.20×10^{-5}	32.42×10^{-9}	273-1300	0.29	0.13
Acetileno	C_2H_2	21.8	9.2143×10^{-2}	-6.527×10^{-5}	18.21×10^{-9}	273-1500	1.46	0.59
Benceno	C_6H_6	-36.22	48.475×10^{-2}	-31.57×10^{-5}	77.62×10^{-9}	273-1500	0.34	0.20
Metanol	CH_4O	19.0	9.152×10^{-2}	-1.22×10^{-5}	-8.039×10^{-9}	273-1000	0.18	0.08
Etanol	C_2H_6O	19.9	20.96×10^{-2}	-10.38×10^{-5}	20.05×10^{-9}	273-1500	0.40	0.22
Ácido clorhídrico	HCl	30.33	-0.7620×10^{-2}	1.327×10^{-5}	-4.338×10^{-9}	273-1500	0.22	0.08
Metano	CH_4	19.89	5.024×10^{-2}	1.269×10^{-5}	-11.01×10^{-9}	273-1500	1.33	0.57
Etano	C_2H_6	6.900	17.27×10^{-2}	-6.406×10^{-5}	7.285×10^{-9}	273-1500	0.83	0.28
Propano	C_3H_8	-4.04	30.48×10^{-2}	-15.72×10^{-5}	31.74×10^{-9}	273-1500	0.40	0.12
n-Butano	C_4H_{10}	3.96	37.15×10^{-2}	-18.34×10^{-5}	35.00×10^{-9}	273-1500	0.54	0.24
i-Butano	C_4H_{10}	-7.913	41.60×10^{-2}	-23.01×10^{-5}	49.91×10^{-9}	273-1500	0.25	0.13
n-Pentano	C_5H_{12}	6.774	45.43×10^{-2}	-22.46×10^{-5}	42.29×10^{-9}	273-1500	0.56	0.21
n-Hexano	C_6H_{14}	6.938	55.22×10^{-2}	-28.65×10^{-5}	57.69×10^{-9}	273-1500	0.72	0.20
Etileno	C_2H_4	3.95	15.64×10^{-2}	-8.344×10^{-5}	17.67×10^{-9}	273-1500	0.54	0.13
Propileno	C_3H_6	3.15	23.83×10^{-2}	-12.18×10^{-5}	24.62×10^{-9}	273-1500	0.73	0.17

Datos tomados de B.G. Kyle, *Chemical and Process Thermodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1984, usado con autorización.

TABLA D.2 Propiedades del **aire a baja presión** considerado gas ideal, unidades en SI

T, °C	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s_0, kJ/(kg . K)	P_0	v_0	c_p, kJ/(kg . K)	c_v, kJ/(kg . K)	k
− 200	52.32	73.33	5.2906	0.0101	20,488.	1.0025	0.7152	1.4016
-150	88.09	123.44	5.8128	0.0624	5,592.1	1.0025	0.7153	1.4015
−100	123.85	173.58	6.1544	0.205 1	2,391.5	1.0026	0.7153	1.4015
-50	159.65	223.74	6.4090	0.4979	1,269.6	1.0030	0.7158	1.4013
0	195.46	273.92	6.6119	1.0095	766.52	1.0041	0.7169	1.4007
25	213.40	299.03	6.6959	1.3715	615.80	1.0051	0.7179	1.4001
50	231.36	324.22	6.7808	1.8186	503.36	1.0065	0.7193	1.3993
100	267.42	374.60	6.9259	3.0147	350.63	1.0107	0.7235	1.3970
150	303.74	425.28	7.0533	4.6998	255.05	1.0169	0.7296	1.3937
200	340.42	476.32	7.1673	6.9913	191.71	1.0249	0.7376	1.3894
250	377.54	527.80	7.2707	10.024	147.85	1.0345	0.7472	1.3844
300	415.17	519.79	7.3656	13.952	116.37	1.0452	0.7580	1.3789
350	453.36	632.34	7.4535	18.950	93.152	1.0568	0.7695	1.3132
400	492.13	685.48	7.5356	25.218	75.617	1.0687	0.7815	1.3675
450	531.51	139.22	7.6 126	32.977	62.120	1.0808	0.7935	1.3620
500	571.49	793.56	7.6852	42.475	51.563	1.0927	0.8054	1.3566
550	612.06	848.49	7.7540	53.987	43.192	1.1042	0.8170	1.3516
600	653.19	903.98	7.8195	67.812	36.475	1.1154	0.8281	1.3468
650	694.87	960.02	7.8819	84.280	31.028	1.1260	0.8388	1.3424
700	737.07	1,016.6	7.9415	103.75	26.571	1.1360	0.8488	1.3384
750	779.75	1.073.6	7.9987	126.61	22.892	1.1455	0.8583	1.3346
800	822.89	1,131.1	8.0536	153.28	19.883	1.1544	0.8672	1.3312
850	866.47	1,189.1	8.1063	184.2 1	17.271	1.1628	0.8756	1.3280
900	910.45	1,247.4	8.1571	219.89	15.113	1.1706	0.8834	1.3251
950	954.81	1 306.1	8.2062	260.84	13.284	1.1779	0.8907	1.3225
1,000	999.52	1,365.2	8.2535	307.60	11.725	1.1848	0.8976	1.3200
1,100	1,088.6	1,483.0	8.3436	420.98	9.2400	1.1973	0.9101	1.3156
1,200	1,181.5	1,604.6	8.4281	565.19	7.3836	1.2083	0.9210	1.3118
1,300	1,274.1	1,726.0	8.5078	746.01	5.9736	1.2180	0.9308	1.3086
1,400	1,367.7	1,848.2	8.5831	969.91	4.8867	1.2267	0.9395	1.3057
1,500	1,462.0	1,971.3	8.6546	1,244.0	4.0377	1.2345	0.9473	1.3032
1,600	1,557.1	2,095.1	8.7225	1,576.1	3.3666	1.2416	0.9544	1.3010
1,700	1,652.9	2,219.6	8.7872	1,974.9	2.8302	1.2480	0.9608	1.2989
1,800	1.749.3	2.344.7	8.8491	2,449.8	2.3972	1.2539	0.9667	1.297 1
1.900	1.846.2	2, 470.4	8.9083	3011.0	2.0446	1.2593	0.9721	1.2955
2,000	1,943.7	2,596.6	8.9650	3,669.4	1.7549	1.2644	0.9771	1.2939
2,100	2,041.7	2,723.3	9.0196	4,437.2	1.5150	1.2690	0.9818	1.2925
2,200	2,140.1	2,850.5	9.0720	5,327.2	1.3151	1.2734	0.9862	1.2913
2,300	2,239.0	2,978.0	9.1226	6,353.2	1.1473	1.2775	0.9902	1.2901
2,400	2,338.2	3,106.0	9.1714	7,530.1	1.0056	1.2813	0.9940	1.2889
2,500	2,437.8	3,234.3	9.2185	8,873.5	0.8853	1.2848	0.9976	1.2879
2,600	2,537.7	3,363.0	9.2641	10,401.	0.7826	1.2882	1.0010	1.2869
2,700	2,638.0	3,492.0	9.3082	12,129.	0.6944	1.2914	1.0042	1.2860
2,800	2,738.6	3,621.3	9.3510	14,078.	0.6 184	1.2944	1.0071	1.2852
2,900	2,839.5	3,750.9	9.3925	16,267.	0.5526	1.2972	1.0100	1.2844
3,000	2,940.6	3,880.8	9.4328	18,719.	0.4953	1.2999	1.0126	1.2836

Propiedades generadas con el programa *GASPROPS*, Willey Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA D.3 Propiedades del **argón a baja presión considerado** gas ideal, **unidades** en **SI**

T, °C	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s_0, kJ/(kg · K)	P_0	v_0	c_P, kJ/(kg . K)	c_v, kJ/(kg . K)	k
-200	22.85	38.09	3.1444	0.3641	412.66	0.5207	0.3124	1.667
-150	38.47	64.12	3.4156	1.3402	188.75	0.5207	0.3124	1.667
-100	54.09	90.15	3.5930	3.1433	113.15	0.5207	0.3124	1.667
-50	69.7 1	116.19	3.725 1	5.9294	71.305	0.5207	0.3124	1.667
0	85.33	142.22	3.8304	9.8325	57.063	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	93.14	151.24	3.8760	12.241	50.031	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	100.95	168.26	3.9179	14.973	44.333	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	116.57	194.29	3.9928	21.458	35.719	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	132.19	220.32	4.0583	29.391	29.573	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	147.81	246.36	4.1165	38.865	25.007	0.5207	0.3124	1.667
250	163.43	272.39	4.1688	49.969	21.505	0.5207	0.3124	1.667
300	179.05	298.42	4.2163	62.787	18.751	0.5207	0.3124	1.667
350	194.68	324.46	4.2598	77.400	16.538	0.5207	0.3124	1.667
400	210.30	350.49	4.3000	93.885	14.728	0.5207	0.3124	1.667
450	225.92	376.53	4.3373	112.32	13.225	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	241.54	402.56	4.3721	132.76	11.962	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	257.16	428.59	4.4048	155.20	10.888	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	272.78	454.63	4.4355	179.98	9.9651	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	288.40	480.66	4.4645	206.88	9.1657	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	304.02	506.69	4.4919	236.07	8.4677	0.5207	0.3124	1.667
750	319.64	532.73	4.5180	267.59	7.8540	0.5207	0.3124	1.667
800	335.26	558.76	4.5429	301.51	7.3109	OS207	0.3124	1.667
850	350.88	584.80	4.5666	337.90	6.8277	0.5207	0.3124	1.667
900	366.50	6 10.83	4.5892	376.79	6.3954	0.5207	0.3124	1.667
950	382.12	636.86	4.6110	418.26	6.0069	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	397.74	662.90	4.6318	462.36	5.6562	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	428.98	714.96	4.6712	558.64	5.0490	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	460.22	767.03	4.7078	666.04	4.5432	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	491.46	819.10	4.7420	784.98	4.1165	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	522.70	871.17	4.7741	915.83	3.7526	0.5207	0.3124	1.667
1,500	553.94	923.23	4.8043	1,059.0	3.4394	0.5207	0.3124	1.667
1,600	585.18	975.30	4.8329	1,214.8	3.1674	0.5207	0.3124	1.667
1,700	616.42	1,027.4	4.8600	1,383.6	2.9294	0.5207	0.3124	1.667
1,800	647.66	1,079.4	4.8857	1,565.7	2.7198	0.5207	0.3124	1.667
1,900	678.90	1,131.5	4.9102	1,761.5	2.5341	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	[illegible]	1,183.6	4.9337	1,971.4	2.3685	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	[illegible]	1,235.6	4.9561	2,195.6	2.2202	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	772.62	1,287.7	4.9776	2,434.4	2.0868	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	[illegible]	1,339.8	4.9982	2,688.1	1.9662	0.5207	0.3124	1.667
[illegible]	[illegible]	1,391.8	5.0181	2,957.2	1.8568	0.5207	0.3124	1.667
2,500	866.35	1,443.9	5.0372	3,241.7	1.7572	0.5207	0.3124	1.667
2,600	897.59	1,496.0	5.0556	3,542.2	1.6661	0.5207	0.3124	1.667
2,700	928.83	1,548.0	5.0734	3,858.7	1.5827	0.5207	0.3124	1.667
2,800	960.07	1,600.1	5.0907	4,191.6	1.5060	0.5207	0.3124	1.667
2,900	991.31	1,652.2	5.1073	4,541.2	1.4353	0.5207	0.3124	1.667
3,000	1,022.6	1,704.3	5.1235	4,907.7	1.3700	0.5207	0.3124	1.667

Propiedades generadas con el programa *GASPROPS*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York. 1984.

TABLA D.4 **Propiedades** del **nitrógeno a baja presión considerado gas** Ideal, **unidades** en SI

T, °C	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s_0, kJ/(kg . K)	P_0	v_0	c_P, kJ/(kg . K)	c_v, kJ/(kg . K)	k
-200	54.31	16.04	5.3795	0.0074	28,801.	1.0395	0.7425	1.4000
-150	91.44	128.01	5.9210	0.0461	7,822.2	1.0395	0.7425	1.4000
-100	128.56	179.99	6.2752	0.1521	3,334.4	1.0395	0.7425	1.4000
-50	165.72	23 1.99	6.5392	0.3702	1,765.7	1.0398	0.7428	1.3998
0	202.86	283.99	6.7494	0.7517	1,064.4	1.0400	0.7430	1.3997
25	221.44	309.99	6.8405	1.0218	854.74	1.0403	0.7433	[illegible]
50	240.03	336.01	6.9243	1.3550	698.56	1.0409	0.7439	[illegible]
100	277.27	388.10	7.0742	2.2452	486.83	1.0430	0.7460	1.3981
150	314.66	440.34	7.2055	3.4953	354.62	1.0468	0.7498	1.3961
200	352.29	492.82	7.3227	5.1880	267.15	1.0527	0.7557	1.3930
250	390.26	545.64	7.4289	7.4179	206.58	1.0605	0.7635	1.3890
300	428.67	598.89	7.5261	10.293	163.11	1.0699	0.7729	1.3842
350	467.58	652.65	7.6180	13.935	130.99	1.0806	0.7836	1.3790
400	507.05	706.97	7.6998	18.484	106.68	1.0922	0.7952	1.3735
450	547.10	761.88	7.7785	24.094	87.916	1.1042	0.8072	1.3679
500	587.77	817.39	7.8527	30.940	73.197	1.1163	0.8193	1.3625
550	629.03	873.51	7.9231	39.213	61.489	1.1284	0.8314	[illegible]
600	670.90	930.22	7.9900	49.124	52.064	1.1401	0.8431	[illegible]
650	713.34	987.52	8.0538	60.906	44.398	1.1515	0.8545	1.3476
700	756.34	1,045.4	8.1148	74.808	38.105	1.1623	0.8653	1.3432
750	799.86	1,103.7	8.1733	91.104	32.897	1.1726	0.8756	1.3392
800	843.89	1,162.6	8.2294	110.09	28.554	1.1824	0.8854	1.3355
850	888.39	1,222.0	8.2835	132.08	24.909	1.1915	0.8945	1.3320
900	933.34	1,281.8	8.3356	157.42	21.830	1.2002	0.9032	1.3288
950	978.70	1,342.0	8.3859	186.47	19.215	1.2082	0.9112	1.3259
1,000	1,024.5	1,402.6	8.4344	219.61	16.982	1.2158	0.9188	1.3232
1,100	1,117.0	1,524.9	8.5269	299.87	13.413	1.2295	0.9325	1.3185
1,200	1,210.9	1,648.4	8.6137	401.81	10.739	1.2415	0.9445	1.3145
1,300	1,305.9	1,773.1	8.6956	529.47	8.7032	1.2520	0.9550	1.3110
1,400	1,401.8	1,898.8	8.7730	687.32	7.1306	1.2612	0.9642	1.3080
1,500	1,498.7	2,025.3	8.8465	880.3 1	5.9001	1.2693	0.9723	1.3055
1,600	1,596.3	2,152.6	8.9163	1,113.9	4.9260	1.2765	0.9795	1.3032
1,700	1,694.6	2,280.6	8.9827	1,393.9	4.1466	1.2829	0.9859	1.3013
1,800	1,793.4	2,409.2	9.0465	1,726.8	3.5168	1.2886	0.9916	1.2995
1,900	1,892.9	2,538.3	9.1073	2,119.5	3.0033	1.2937	0.9967	1.2980
2,000	1,992.8	2,667.9	9.1656	2,579.6	2.5812	1.2983	1.0013	1.2966
2,100	2,093.1	2,797.9	9.2216	3,115.0	2.2315	1.3025	1.0055	1.2954
2,200	2,193.8	2,928.4	9.2754	3,734.6	1.9398	1.3062	1.0092	1.2943
2,300	2,294.9	3,059.2	9.3273	4,447.4	1.6947	1.3097	1.0127	1.2933
2,400	2,396.4	3,190.3	9.3773	5,263.4	1.4877	1.3129	1.0159	1.2924
2,500	2,498.1	3,321.7	9.4255	6,193.0	1.3117	1.3158	1.0188	1.2915
2,600	2,600.1	3,453.4	9.4722	7,247.3	1.1613	1.3184	1.0214	1.2908
2,700	2,702.4	3,585.4	9.5173	8,438.0	1.032 1	1.3209	1.0239	1.290 1
2,800	2,804.9	3,717.6	9.5611	9,777.1	0.9207	1.3232	1.0262	1.2894
2,900	2,907.6	3,850.0	9.6035	11,279.	0.8241	1.3254	1.0284	1.2888
3,000	3,0 10.6	3,982.7	9.6446	12,957.	0.7400	1.3274	1.0304	1.2882

Propiedades generadas *con* el programa *GASPROPS*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA D.5 Propiedades del oxígeno **a baja** presión considerado gas Ideal, **unidades** en SI

T, °C	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s_0, kJ/(kg . K)	P_0	v_0	c_P, kJ/(kg . K)	c_v, kJ/(kg . K)	k
− 200	47.55	66.57	5.1302	0.0376	4,993.6	0.9100	0.6500	1.4000
-150	80.06	112.08	5.6045	0.2330	1,355.1	0.9102	0.6502	1.3999
− 100	112.58	157.60	5.9147	0.7689	577.44	0.9104	0.6504	1.3998
-50	145.12	203.14	6.1457	1.8711	305.83	0.9116	0.6516	1.3991
0	177.78	248.80	6.3303	3.8077	183.96	0.9154	0.6554	1.3967
25	194.20	271.72	6.4107	5.1865	147.41	0.9187	0.6587	1.3947
50	210.72	294.74	6.4848	6.8990	120.12	0.9230	0.6630	1.3922
100	244.14	341.16	6.6183	11.534	82.963	0.9342	0.6742	1.3856
150	278.19	388.21	6.7366	18.186	59.668	0.9482	0.6882	1.3778
200	312.98	436.01	6.8434	27.425	44.241	0.9637	0.7037	1.3695
250	348.57	484.59	6.9410	39.928	33.599	0.9797	0.7197	1.3613
300	384.95	533.97	7.0311	56.485	26.021	0.9954	0.7354	1.3536
350	422.09	584.12	7.1150	78.005	20.486	1.0103	0.7503	1.3465
400	459.96	634.99	7.1935	105.53	16.358	1.0243	0.7643	1.3402
450	498.50	686.53	7.2673	140.22	13.226	1.0372	0.7772	1.3345
500	537.66	738.69	7.3371	183.39	10.811	1.0490	0.7890	1.3295
550	577.39	791.41	7.4032	236.48	8.9260	1.0597	0.7997	1.3251
600	617.62	844.65	7.4659	301.12	7.4359	1.0695	0.8095	1.3212
650	658.32	898.34	7.5257	379.04	6.2455	1.0783	0.8183	1.3177
700	699.44	952.47	7.5828	472.19	5.2850	1.0864	0.8264	1.3146
750	740.94	1,007.0	7.6374	582.64	4.5031	1.0937	0.8337	1.3119
800	782.80	1,061.8	7.6898	712.68	3.8614	1.1005	0.8404	1.3094
850	824.98	1,117.0	7.7400	864.76	3.3306	1.1066	0.8466	1.3071
900	867.46	1,172.5	7.7884	1,041.5	2.8885	1.1124	0.8524	1.3050
950	910.21	1 228.2	7.8349	1 245.8	2.5177	1.1177	0.8577	1.3032
1,000	953.22	1,284.3	7.8798	1,480.7	2.2049	1.1227	0.8627	1.3014
1,100	1,040.0	1,397.0	7.9650	2,055.6	1.7130	1.1319	0.8719	1.2982
1,200	[illegible]	1,510.6	8.0449	2,795.2	1.3515	1.1403	0.8803	1.2954
1,300	1,216.0	1,625.0	8.1200	3,732.7	1.0808	1.1481	0.8881	1.2928
1,400	1,305.2	1,740.2	8.1910	4,905.3	0.8747	1.1556	0.8956	1.2903
1.500	1.395.1	1.856.1	8.2583	6.355.3	0.7155	1.1629	0.9028	1.2880
1,600	1,485.7	1,972.8	8.3223	8,130.1	0.5908	1.1699	0.9099	1.2857
1,700	1,577.1	2,090.1	8.3833	10,283.	0.492 1	1.1769	0.9169	1.2836
1,800	1,669.1	2,208.2	8.4417	12,872.	0.4130	1.1838	0.9238	1.2815
1,900	1,761.8	2,326.9	8.4976	15,963.	0.3491	1.1906	0.9306	1.2794
2,000	1,855.2	2,446.3	8.5513	19,629.	0.2970	1.1973	0.9373	1.2774
2,100	1,949.3	2,566.3	8.6030	23,949.	0.2541	1.2039	0.9438	1.2755
2,200	2,044.0	2,687.0	8.6528	29,010.	0.2186	1.2103	0.9503	1.2736
2,300	2,139.4	2,808.4	8.7009	34,910.	0.1890	1.2166	0.9566	1.2718
2,400	2,235.3	2,930.4	8.7474	41,752.	0.1642	1.2228	0.9628	1.2701
2,500	2,331.9	3,052.9	8.7925	49,650.	0.1432	1.2288	0.9688	1.2684
2,600	2,429.1	3,176.1	8.8361	58,728.	0.1255	1.2346	0.9746	1.2668
2,700	2,526.8	3,299.9	8.8784	69,121.	0.1103	1.2402	0.9802	1.2653
2,800	2,625.1	3,424.1	8.9195	80,971.	0.0973	1.2456	0.9856	1.2638
2,900	2,723.9	3,549.0	8.9595	94,435.	0.0862	1.2508	0.9908	1.2624
3,000	2,823.2	3,674.3	8.9984	109,680.	0.0765	1.2557	0.9957	1.2611

Propiedades generadas con el programa *GASPROPS*, Wiley Professional Software. Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA D.6 Propiedades del **vapor** de **agua a baja presión** considerado **gas ideal, unidades en SI**

T, °C	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s_0, kJ/(kg . K)	P_0	v_0	c_p, kJ/(kg . K)	c_v, kJ/(kg . K)	k
0	377.07	503.22	10.310	0.0503	24,725.	1.8590	1.3972	1.3305
25	412.05	549.75	10.423	0.0643	21,130.	1.8644	1.4026	1.3292
50	447.22	596.46	10.470	0.0712	20,660.	1.8713	1.4095	1.3277
100	518.11	690.45	10.751	0.1309	12,988.	1.8897	1.4279	1.3234
150	590.08	785.51	11.135	0.3009	6,405.3	1.9132	1.4514	1.3182
[redacted]								
450	1,051.9	1,385.9	12.203	3.0441	1,082.0	2.0969	1.6351	1.2825
500	1,134.5	1,491.6	12.345	4.1338	851.91	2.1308	1.6689	1.2767
550	1,218.8	1,599.0	12.479	5.5338	677.53	2.1654	1.7035	1.2711
600	1,304.9	1,708.1	12.608	7.3140	543.76	2.2006	1.7388	1.2656
650	1,392.7	1,819.0	12.731	9.5579	439.93	2.2361	1.7743	1.2603
[redacted]								
950	1,956.7	2,521.6	13.389	39.729	140.23	2.4448	1.9830	1.2329
1,000	2,056.7	2,644.6	13.488	49.192	117.89	2.4777	2.0159	1.2291
1,100	2,261.4	2,895.6	13.677	74.225	84.264	2.5402	2.0784	1.2222
1,200	2,472.2	3,152.5	13.858	109.78	61.122	2.5988	2.1370	1.2161
1,300	2,688.6	3,415.2	14.030	159.48	44.931	2.6533	2.1915	1.2107
[redacted]								
1,900	4,083.7	5,087.3	14.929	1,116.9	8.8623	2.8996	2.4378	1.1894
2,000	4,329.0	5,378.8	15.060	1,483.8	6.9780	2.9299	2.4681	1.1871
2,100	4,577.2	5,673.2	15.187	1,952.8	5.5353	2.9577	2.4959	1.1850
,200	4,828.2	5,970.3	15.309	2.547.2	4.4225	2.9837	2.5218	1.1831
2,300	5,081.6	6,269.9	15.428	3,294.7	3.5574	3.0080	2.5461	1.1814
[redacted]								
2,900	6,651.2	8,116.7	16.069	13,213.	1.0939	3.1271	2.6653	1.1733
3.000	6.918.7	8.430.2	16.164	16.247.	0.9176	—	—	—

Propiedades generadas *con el* programa *GASPROPS*,* Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984

TABLA D.7 **Propiedades** del **bióxido** de carbono **a** baja **presión** considerado **gas** ideal. **unidades** en **SI**

T, °C	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s_0, kJ/(kg . K)	P_0	v_0	c_p, kJ/(kg · K)	c_v, kJ/(kg . K)	k
−200	34.56	48.39	3.8607	0.0075	18,191.	0.6618	0.4728	1.3999
−150	58.63	81.91	4.2065	0.0468	4,911.	0.6712	0.4821	1.3921
−100	73.96	106.69	4.4403	0.1612	2,002.4	0.7078	0.5188	1.3644
−50	110.29	152.47	4.6262	0.4313	964.6	0.7616	0.5725	1.3302
0	140.51	192.15	4.7857	1.0033	507.6	0.8176	0.6286	1.3008
25	156.57	212.93	4.8585	1.4747	376.97	0.8443	[illegible]	[illegible]
50	173.27	234.36	4.9275	2.1249	283.55	0.8697	[illegible]	[illegible]
100	208.50	279.04	5.0560	4.1943	165.8	0.9166	[illegible]	[illegible]
150	245.94	325.94	5.1738	7.8275	100.79	0.9584	[illegible]	[illegible]
200	285.37	374.82	5.2830	13.948	63.25	0.9960	[illegible]	1.2343
250	326.58	425.48	5.3847	23.903	40.80	1.0299	0.8409	1.2248
300	369.40	477.75	5.4801	39.606	26.98	1.0606	0.8716	1.2169
350	413.69	531.50	5.5700	63.737	18.23	1.0886	0.8996	1.2102
400	459.32	586.57	5.6550	99.962	12.55	1.1141	0.9251	1.2044
450	506.16	642.87	5.7357	153.20	8.8011	1.1375	0.9484	1.1993
500	554.12	700.29	5.8125	230.00	6.2676	1.1588	[illegible]	1.1949
550	603.10	758.72	5.8857	338.87	4.5292	1.1782	[illegible]	1.1911
600	653.02	818.08	5.9557	490.89	3.3164	1.1961	[illegible]	1.1877
650	703.78	878.30	6.0228	700.12	2.4585	1.2124	[illegible]	1.1847
700	755.33	939.30	6.0871	984.37	1.8433	1.2273	[illegible]	1.1821
750	807.58	1,001.0	6.1472	1,352.6	1.4103	1.2410	1.0520	1.1797
800	860.48	1,063.4	6.2153	1,939.5	1.0317	1.2535	1.0645	1.1776
850	913.99	1,126.3	6.2345	2,147.4	0.9752	1.2650	1.0760	1.1757
900	968.07	1,189.9	6.2842	2,794.0	0.7829	1.2756	1.0866	1.1740
950	1,022.7	1,253.9	6.3821	4,689.7	0.4863	1.2855	1.0964	1.1724
1,000	1,077.7	1,318.4	6.4243	5,865.1	0.4047	1.2946	[illegible]	[illegible]
1,100	1,189.1	1,448.6	6.5248	9,983.1	0.2565	1.3105	[illegible]	[illegible]
1,200	1,301.9	1,580.4	6.6174	16,299.	0.1685	1.3240	[illegible]	[illegible]
1,300	1,416.0	1,713.4	6.7047	25,872.	0.1134	1.3359	[illegible]	[illegible]
1,400	1,531.3	1,847.6	6.7873	40,053.	0.0779	1.3462	[illegible]	[illegible]
1,500	1,647.4	1,982.6	6.8657	60,656.	0.0545	1.3551	1.1661	1.1621
1,600	1,764.8	2,118.9	6.9403	90,050.	0.0388	1.3633	1.1742	1.1610
1,700	1,882.5	2,255.5	7.0114	131,170.	0.0280	1.3704	1.1813	1.1600
1,800	1,999.7	2,391.6	7.0793	187,920.	0.0206	1.3767	1.1877	1.1592
1,900	2,122.2	2,533.0	7.1443	265,110.	0.0153	1.3824	1.1934	1.1584
2,000	2,223.2	2,653.0	7.2067	368,730.	0.0113	1.3876	[illegible]	[illegible]
2,100	2,354.0	2,802.6	7.2665	505,000.	0.0087	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,200	2,481.3	[illegible]	7.3241	686,580.	0.0067	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,300	[illegible]	3,087.0	7.3795	921,640.	0.0052	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,400	[illegible]	[illegible]	7.4329	1,221,400.	0.0041	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,500	2,843.9	3,368.2	7.4846	1,605.700.	0.0032	1.4077	1.2187	1.1551
2,600	2,966.0	3,509.1	7.5346	2,092,100.	0.0026	1.4110	1.2219	1.1547
2,700	3,088.3	3,650.4	7.5829	2,701,300.	0.0021	1.4140	1.2250	1.1543
2,800	3,211.0	3,792.0	7.6296	3,458,500.	0.0017	1.4169	1.2279	1.1540
2,900	3,333.9	3,933.8	7.6751	4,399,900.	0.0013	1.4196	1.2306	1.1536
3,000	3,457.1	4,075.9	7.7193	5,561,300.	0.0011	1.4222	1.2331	1.1533

Propiedades generadas con *el programa GASPROPS.* **Wiley Professional** Software, **Wiley,** Nueva York, **1984.**

TABLA **D.8 Propiedades del agua saturada** - Tabla de **temperatura, unidades en SI**

		Volumen específico, m³/kg			Energía interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropía, kJ/(kg · K)		
T_{sat}, °C	P_{sat}, kPa	v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
0	0.61	0.001000	206.13	206.13	0.00	2,373.9	2,373.9	0.0	2,500.0	2,500.0	-0.0012	9.1590	9.1578
5	0.87	0.001000	147.20	147.20	21.04	2,361.1	2,382.1	21.0	2,489.6	2,510.6	0.0757	8.9510	9.0267
10	1.23	0.001000	106.36	106.36	42.02	2,347.8	2,389.8	42.0	2,478.4	2,520.4	0.1509	8.7511	8.9020
15	1.71	0001001	78.036	78.037	62.95	2,333.7	2,396.7	63.0	2,466.8	2,529.7	0.2244	8.5582	8.7827
20	2.34	0.001002	57.801	57.802	83.86	2,319.9	2,403.7	83.9	2,455.0	2,538.9	0.2965	8.3718	8.6684
25	3.17	0.001003	43.446	43.447	104.75	2,305.5	2,410.3	104.8	2,443.1	2,547.9	0.3672	8.1919	8.5591
30	4.24	0.001004	32.907	32.908	125.63	2,291.6	2,417.2	125.6	2,431.2	2,556.8	0.4367	8.0180	8.4546
35	5.62	0.001006	25.250	25.251	146.50	2,277.3	2,423.8	146.5	2,419.2	2,565.7	0.5049	7.8496	8.3545
40	7.37	0.001008	19.536	19.537	167.37	2,263.2	2,430.6	167.4	2,407.3	2,574.6	0.5720	7.6864	8.2584
45	9.58	0.001010	15.262	15.263	188.24	2,249.1	2,437.3	188.3	2,395.3	2,583.5	0.6381	7.5281	8.1662
50	12.33	0.001012	12.046	12.047	209.12	2,234.7	2,443.8	209.1	2,383.2	2,592.3	0.7031	7.3745	8.0776
55	15.74	0.001014	9.5771	9.5781	230.01	2,220.4	2,450.4	230.0	2,371.1	2,601.1	0.7672	7.2253	7.9925
60	19.92	0.001017	7.6776	7.6786	250.91	2,206.0	2,456.9	250.9	2,358.9	2,609.8	0.8303	7.0804	7.9107
65	25.00	0.001020	6.1996	6.2006	271.83	2,191.6	2,463.4	271.9	2,346.6	2,618.4	0.8926	6.9394	7.8320
70	31.15	0.001023	5.0452	5.0462	292.76	2,177.0	2,469.7	292.8	2,334.2	2,626.9	0.9540	6.8023	7.7563
75	38.54	0.001026	4.1328	4.1338	313.70	2,162.3	2,476.0	313.7	2,321.6	2,635.4	1.0146	6.6687	7.6834
80	47.35	0.001029	3.4074	3.4085	334.67	2,147.6	2,482.3	334.7	2,309.0	2,643.7	1.0744	6.5387	7.6131
85	57.80	0.001032	2.8276	2.8286	355.65	2,132.8	2,488.4	355.7	2,296.2	2,651.9	1.1335	6.4118	7.5453
90	70.10	0.001036	2.3604	2.3614	376.66	2,117.8	2,494.5	376.7	2,283.3	2,660.0	1.1917	6.2881	7.4798
95	84.52	0.001039	1.9806	1.9817	397.69	2,102.8	2,500.5	397.8	2,270.2	2,668.0	1.2493	6.1673	7.4166
100	101.32	0.001043	1.6689	1.6699	418.75	2,087.9	2,506.6	418.9	2,257.0	2,675.8	1.3062	6.0492	7.3554
105	120.80	0.001047	1.4142	1.4152	439.83	2,072.8	2,512.6	440.0	2,243.6	2,683.6	1.3624	5.9338	7.2962
110	143.27	0.001051	1.2063	1.2074	460.95	2,057.2	2,518.2	461.1	2,230.0	2,691.1	1.4179	5.8209	7.2388
115	169.07	0.001056	1.0350	1.0361	482.10	2,041.3	2,523.4	482.3	2,216.3	2,698.6	1.4728	5.7105	7.1833
120	198.55	0.001060	0.89100	0.8921	503.28	2,025.4	2,528.7	503.5	2,202.3	2,705.8	1.5271	5.6023	7.1293
125	232.11	0.001065	0.76938	0.7704	524.51	2,009.6	2,534.1	524.8	2,188.2	2,712.9	1.5807	5.4962	7.0770
130	270.15	0.001070	0.66702	0.6681	545.78	1,993.6	2,539.4	546.1	2,173.8	2,719.9	1.6338	5.3922	7.0261
135	313.09	0.001075	0.58074	0.5818	567.09	1,977.3	2,544.4	567.4	2,159.2	2,726.6	1.6864	5.2902	6.9766
140	361.39	0.001080	0.50739	0.5085	588.46	1,960.9	2,549.3	588.8	2,144.3	2,733.1	1.7384	5.1900	6.9284
145	415.53	0.001085	0.44462	0.4457	609.88	1,944.3	2,554.2	610.3	2,129.1	2,739.4	1.7899	5.0916	6.8815
150	475.99	0.001091	0.39100	0.3921	631.35	1,927.5	2,558.8	631.9	2,113.6	2,745.5	1.8409	4.9948	6.8358
155	543.30	0.001096	0.34514	0.3462	652.89	1,910.3	2,563.2	653.5	2,097.8	2,751.3	1.8915	4.8996	6.7911
160	618.00	0.001102	0.30566	0.3068	674.50	1,892.8	2,567.3	675.2	2,081.7	2,756.9	1.9416	4.8059	6.7475
165	700.66	0.001108	0.27131	0.2724	696.18	1,875.1	2,571.3	697.0	2,065.2	2,762.2	1.9912	4.7135	6.7048
170	791.86	0.001114	0.24141	0.2425	717.93	1,857.2	2,575.2	718.8	2,048.4	2,767.2	2.0405	4.6224	6.6630
175	892.20	0.001121	0.21538	0.2165	739.77	1,839.0	2,578.8	740.8	2,031.2	2,772.0	2.0894	4.5325	6.6220
180	1,002.3	0.001127	0.19266	0.1938	761.69	1,820.5	2,582.1	762.8	2,013.6	2,776.4	2.1380	4.4437	6.5817
185	1,122.9	0.001134	0.17272	0.1739	783.70	1,801.6	2,585.3	785.0	1,995.5	2,780.5	2.1862	4.3559	6.5421
190	1,254.5	0.001141	0.15513	0.1563	805.80	1,782.4	2,588.3	807.2	1,977.1	2,784.3	2.2341	4.2691	6.5032
195	1,398.0	0.001148	0.13964	0.1408	828.01	1,762.9	2,590.9	829.6	1,958.1	2,787.8	2.2817	4.1834	6.4651
200	1,553.9	0.001156	0.12597	0.1271	850.32	1,743.0	2,593.3	852.1	1,938.8	2,790.9	2.3290	4.0986	6.4276
205	1,723.1	0.001164	0.11386	0.1150	872.74	1,722.7	2,595.4	874.7	1,918.9	2,793.6	2.3761	4.0147	6.3908
210	1,906.3	0.001172	0.10307	0.1042	895.28	1,702.0	2,597.3	897.5	1,898.5	2,796.0	2.4230	3.9314	6.3544
215	2,104.3	0.001180	0.09345	0.0946	917.94	1,681.0	2,598.9	920.4	1,877.6	2,798.0	2.4696	3.8485	6.3181
220	2,317.8	0.001189	0.08486	0.0860	940.73	1,659.5	2,600.2	943.5	1,856.2	2,799.7	2.5161	3.7661	6.2821
225	2,547.8	0.001198	0.07716	0.0784	963.66	1,637.6	2,601.3	966.7	1,834.2	2,800.9	2.5623	3.6841	6.2464
230	2,795.0	0.001208	0.07022	0.0714	986.73	1,615.4	2,602.2	990.1	1,811.7	2,801.8	2.6084	3.6025	6.2109
235	3,060.3	0.001218	0.06400	0.0652	1,010.0	1,592.7	2,602.7	1,013.7	1,788.6	2,802.3	2.6544	3.5213	6.1757
240	3,344.7	0.001228	0.05851	0.0597	1,033.6	1,569.1	2,602.5	1,037.5	1,764.8	2,802.3	2.7002	3.4404	6.1406
245	3,649.0	0.001239	0.05353	0.0548	1,056.9	1,545.2	2,602.1	1,061.4	1,740.5	2,801.9	2.7460	3.3597	6.1057

TABLA **D.8 (continúa)**

T_{sat}, °C	P_{sat}, kPa	Volumen específico, m³/kg v_l	v_{lg}	v_g	Energía interna, kJ/kg u_l	u_{lg}	u_g	Entalpía, kJ/kg h_l	h_{lg}	h_g	Entropía, kJ/(kg · K) s_l	s_{lg}	s_g
250	3,974.2	0.001250	0.04893	0.0502	1,080.7	1,521.0	2,601.7	1,085.6	1,715.5	2,801.2	2.7917	3.2792	6.0708
255	4,321.3	0.001262	0.04471	0.0460	1,104.6	1,496.7	2,601.3	1,110.1	1,689.9	2,800.0	2.8373	3.1986	6.0359
260	4,691.2	0.001275	0.04086	0.0421	1,128.8	1,471.9	2,600.7	1,134.8	1,663.5	2,798.3	2.8829	3.1180	6.0009
265	5,085.0	0.001288	0.03738	0.0387	1,153.2	1,446.4	2,599.6	1,159.8	1,636.5	2,796.3	2.9286	3.0372	5.9657
270	5,503.8	0.001302	0.03424	0.0355	1,177.9	1,420.3	2,598.1	1,185.1	1,608.7	2,793.7	2.9743	2.9560	5.9303
[redacted]													
300	8,603.7	0.001404	0.02025	0.0217	1,332.8	1,232.0	2,564.8	1,344.9	1,406.2	2,751.1	3.2523	2.4560	5.7083
305	9,214.4	0.001425	0.01850	0.0199	1,360.2	1,197.5	2,557.6	1,373.3	1,367.9	2,741.2	3.3000	2.3688	5.6687
310	9,869.4	0.001447	0.01688	0.0183	1,388.0	1,161.1	2,549.2	1,402.3	1,327.8	2,730.1	3.3483	2.2797	5.6279
315	10,561.	0.001470	0.01538	0.0169	1,416.5	1,123.0	2,539.6	1,432.1	1,285.5	2,717.6	3.3973	2.1884	5.5858
320	11,289.	0.001499	0.01398	0.0155	1,445.7	1,083.0	2,528.7	1,462.6	1,240.9	2,703.5	3.4473	2.0947	5.5420
[redacted]													
350	16,535.	0.001741	0.00706	0.0088	1,643.0	780.5	2,423.5	1,671.8	897.2	2,569.0	3.7775	1.4416	5.2191
355	17,577.	0.001808	0.00605	0.0079	1,682.1	710.9	2,393.0	1,713.9	817.3	2,531.2	3.8400	1.3054	5.1454
360	18,675.	0.001896	0.00504	0.0069	1,726.2	629.5	2,355.7	1,761.6	723.7	2,485.3	3.9056	1.1531	5.0587
365	19,833.	0.002016	0.00400	0.0060	1,777.9	531.0	2,308.9	1,817.8	610.3	2,428.1	3.9746	0.9822	4.9569
370	21,054.	0.002225	0.00274	0.0050	1,843.3	394.1	2,237.3	1,890.1	451.9	2,342.0	4.0476	0.7555	4.8030
374.4	22,090.	0.00315	0.00000	0.00315	2,029.6	0.0	2,029.6	2,099.3	0.0	2,099.3	4.4298	0.0	4.4298

Propiedades generadas con el programa *STEA, CAÑC,* **Wiley Professional** Software, Wiiey, Nueva York, 1984.

TABLA D.9 **Propiedades del agua** saturada - Tabla de **presión,** unidades en **SI**

		Volumen específico, m³/kg			Energía interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropía, kJ/(kg · K)		
P_{sat}, kPa	T_{sat}, °C	v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
1.00	7.0	0.001000	129.08	129.08	29.40	2,356.1	2,385.5	29.4	2,485.2	2,514.6	0.1058	8.8704	8.9763
1.50	13.0	0.001001	88.067	88.068	54.68	2,339.3	2,394.0	54.7	2,471.4	2,526.1	0.1956	8.6337	8.8292
2.00	17.5	0.001001	67.073	67.074	73.41	2,326.8	2,400.2	73.4	2,460.9	2,534.3	0.2607	8.4642	8.7249
2.50	21.1	0.001002	54.290	54.291	88.41	2,316.7	2,405.1	88.4	2,452.4	2,540.8	0.3120	8.3322	8.6442
3.00	24.1	0.001003	45.751	45.752	100.96	2,308.0	2,409.0	101.0	2,445.3	2,546.2	0.3545	8.2240	8.5786
3.50	26.7	0.001003	39.483	39.484	111.81	2,300.9	2,412.7	111.8	2,439.1	2,550.9	0.3908	8.1324	8.5233
4.00	29.0	0.001004	34.779	34.780	121.37	2,294.5	2,415.9	121.4	2,433.6	2,555.0	0.4226	8.0529	8.4756
4.50	31.0	0.001005	31.128	31.129	129.95	2,288.6	2,418.6	130.0	2,428.7	2,558.7	0.4509	7.9827	8.4336
5.00	32.9	0.001005	28.194	28.195	137.73	2,283.3	2,421.0	137.7	2,424.3	2,562.0	0.4764	7.9197	8.3961
5.50	34.6	0.001006	25.773	25.774	144.86	2,278.4	2,423.3	144.9	2,420.2	2,565.0	0.4996	7.8626	8.3622
6.00	36.2	0.001006	23.742	23.743	151.45	2,274.0	2,425.4	151.5	2,416.4	2,567.9	0.5209	7.8104	8.3313
6.50	37.7	0.001007	22.013	22.014	157.58	2,269.8	2,427.4	157.6	2,412.9	2,570.5	0.5407	7.7623	8.3030
7.00	39.0	0.001007	20.522	20.523	163.31	2,266.0	2,429.3	163.3	2,409.6	2,572.9	0.5590	7.7177	8.2768
7.50	40.3	0.001008	19.225	19.226	168.70	2,262.3	2,431.0	168.7	2,406.5	2,575.2	0.5763	7.6762	8.2524
8.00	41.5	0.001008	18.086	18.087	173.79	2,258.9	2,432.7	173.8	2,403.6	2,577.4	0.5924	7.6372	8.2296
8.50	42.7	0.001009	17.080	17.081	178.61	2,255.6	2,434.2	178.6	2,400.8	2,579.4	0.6077	7.6006	8.2083
9.00	43.8	0.001009	16.185	16.186	183.19	2,252.5	2,435.7	183.2	2,398.2	2,581.4	0.6222	7.5660	8.1881
9.50	44.8	0.001010	15.383	15.384	187.56	2,249.5	2,437.1	187.6	2,395.7	2,583.2	0.6359	7.5332	8.1691
10.00	45.8	0.001010	14.660	14.661	191.74	2,246.7	2,438.4	191.7	2,393.3	2,585.0	0.6490	7.5021	8.1511
15.00	54.0	0.001014	10.020	10.021	225.83	2,223.2	2,449.0	225.8	2,373.5	2,599.4	0.7544	7.2548	8.0092
20.00	60.1	0.001017	7.6483	7.6493	251.28	2,205.7	2,457.0	251.3	2,358.7	2,610.0	0.8314	7.0779	7.9093
25.00	65.0	0.001020	6.2015	6.2025	271.80	2,191.6	2,463.3	271.8	2,346.6	2,618.4	0.8925	6.9396	7.8321
30.00	69.1	0.001022	5.2277	5.2287	289.09	2,179.5	2,468.6	289.1	2,336.3	2,625.5	0.9433	6.8260	7.7693
35.00	72.7	0.001024	4.5249	4.5259	304.11	2,169.0	2,473.1	304.1	2,327.4	2,631.5	0.9869	6.7295	7.7164
40.00	75.9	0.001026	3.9918	3.9929	317.42	2,159.7	2,477.1	317.5	2,319.4	2,636.8	1.0253	6.6455	7.6707
45.00	78.7	0.001028	3.5744	3.5755	329.40	2,151.3	2,480.7	329.4	2,312.2	2,641.6	1.0595	6.5710	7.6305
50.00	81.3	0.001030	3.2389	3.2398	340.31	2,143.6	2,483.9	340.4	2,305.5	2,645.9	1.0904	6.5042	7.5946
60.00	86.0	0.001033	2.7305	2.7316	359.66	2,129.9	2,489.6	359.7	2,293.7	2,653.5	1.1446	6.3880	7.5326
70.00	90.0	0.001036	2.3638	2.3648	376.49	2,117.9	2,494.4	376.6	2,283.4	2,659.9	1.1913	6.2891	7.4804
80.00	93.5	0.001038	2.0859	2.0869	391.43	2,107.2	2,498.7	391.5	2,274.1	2,665.6	1.2323	6.2029	7.4352
90.00	96.7	0.001041	1.8667	1.8678	404.90	2,097.7	2,502.6	405.0	2,265.7	2,670.7	1.2689	6.1265	7.3954
100.00	99.6	0.001043	1.6898	1.6908	417.20	2,089.0	2,506.2	417.3	2,258.0	2,675.3	1.3020	6.0578	7.3598
101.32	100.0	0.001043	1.66895	1.6700	418.74	2,087.9	2,506.6	418.8	2,257.0	2,675.8	1.3062	6.0493	7.3554
125.00	106.0	0.001048	1.36965	1.3707	444.01	2,069.7	2,513.7	444.1	2,240.9	2,685.1	1.3734	5.9113	7.2847
150.00	111.4	0.001053	1.15612	1.1572	466.74	2,052.9	2,519.6	466.9	2,226.3	2,693.2	1.4330	5.7904	7.2274
175.00	116.1	0.001057	1.00248	1.0035	486.58	2,037.9	2,524.5	486.8	2,213.4	2,700.1	1.4844	5.6873	7.1717
200.00	120.2	0.001060	0.88498	0.8860	504.25	2,024.7	2,529.0	504.5	2,201.7	2,706.2	1.5295	5.5974	7.1269
225.00	124.0	0.001064	0.79229	0.7934	520.22	2,012.8	2,533.0	520.5	2,191.1	2,711.5	1.5700	5.5175	7.0874
250.00	127.4	0.001067	0.71751	0.7186	534.82	2,001.9	2,536.7	535.1	2,181.2	2,716.3	1.6066	5.4455	7.0521
275.00	130.6	0.001070	0.65602	0.6571	548.30	1,991.7	2,540.0	548.6	2,172.1	2,720.7	1.6401	5.3800	7.0201
300.00	133.5	0.001073	0.60457	0.6056	560.83	1,982.1	2,542.9	561.2	2,163.5	2,724.6	1.6710	5.3199	6.9910
325.00	136.3	0.001076	0.56082	0.5619	572.57	1,973.1	2,545.7	572.9	2,155.4	2,728.3	1.6998	5.2643	6.9641
350.00	138.9	0.001079	0.52305	0.5241	583.60	1,964.6	2,548.2	584.0	2,147.7	2,731.6	1.7266	5.2126	6.9392
375.00	141.3	0.001081	0.49007	0.4911	594.03	1,956.6	2,550.6	594.4	2,140.3	2,734.8	1.7519	5.1642	6.9161
400.00	143.6	0.001084	0.46105	0.4621	603.93	1,948.9	2,552.8	604.4	2,133.3	2,737.7	1.7757	5.1187	6.8944
425.00	145.8	0.001086	0.43534	0.4364	613.36	1,941.6	2,554.9	613.8	2,126.6	2,740.4	1.7982	5.0758	6.8740
450.00	147.9	0.001088	0.41242	0.4135	622.35	1,934.5	2,556.9	622.8	2,120.1	2,743.0	1.8196	5.0352	6.8548
475.00	149.9	0.001091	0.39188	0.3930	630.97	1,927.7	2,558.7	631.5	2,113.9	2,745.4	1.8400	4.9966	6.8366
500.00	151.8	0.001093	0.37336	0.3745	639.24	1,921.2	2,560.4	639.8	2,107.9	2,747.6	1.8595	4.9598	6.8193
550.00	155.5	0.001097	0.34129	0.3424	654.86	1,908.7	2,563.5	655.5	2,096.4	2,751.8	1.8960	4.8910	6.7871

TABLA **D.9 (continúa)**

P_{sat}, kPa	T_{sat}, °C	Volumen específico, m³/kg			Energía interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropía, kJ/(kg·K)		
		v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
600.00	158.8	0.001101	0.31443	0.3155	669.42	1,896.9	2,566.3	670.1	2,085.5	2,755.6	1.9298	4.8278	6.7576
650.00	162.0	0.001104	0.29151	0.2926	683.06	1,885.8	2,568.8	683.8	2,075.2	2,759.0	1.9613	4.1692	6.7305
700.00	164.9	0.001108	0.27168	0.2728	695.93	1,875.3	2,571.2	696.7	2,065.4	2,762.1	1.9907	4.1146	6.7053
750.00	167.7	0.001111	0.25439	0.2555	708.11	1,865.3	2,573.4	708.9	2,056.0	2,765.0	2.0183	4.6634	6.6817
800.00	170.4	0.001115	0.23919	0.2403	719.68	1,855.7	2,575.4	720.6	2,047.0	2,767.6	2.0445	4.6152	6.6597
[redacted]													
1,200	187.9	0.001138	0.16209	0.1632	796.71	1,790.2	2,586.9	798.1	1,984.7	2,782.8	2.2145	4.3047	6.5191
1,300	191.6	0.001143	0.14998	0.1511	812.87	1,776.1	2,589.0	814.4	1,971.1	2,785.4	2.2493	4.2417	6.4910
1,400	195.0	0.001148	0.13956	0.1407	828.13	1,762.7	2,590.8	829.7	1,958.0	2,787.8	2.2820	4.1829	6.4649
1,500	198.3	0.001153	0.13050	0.1317	842.61	1,749.8	2,592.4	844.3	1,945.5	2,789.8	2.3127	4.1277	6.4405
1,600	201.4	0.001158	0.12254	0.1237	856.39	1,737.3	2,593.7	858.2	1,933.4	2,791.7	2.3418	4.0757	6.4176
[redacted]													
2,500	223.9	0.001196	0.07873	0.0799	958.75	1,642.1	2,600.9	961.7	1,839.0	2,800.7	2.5525	3.7015	6.2540
2,750	229.1	0.001206	0.07147	0.0727	982.37	1,619.4	2,601.8	985.7	1,816.0	2,801.7	2.5997	3.6178	6.2176
3,000	233.8	0.001215	0.06538	0.0666	1,004.5	1,597.9	2,602.4	1,008.2	1,794.0	2,802.2	2.6437	3.5402	6.1839
3,250	238.3	0.001225	0.06028	0.0615	1,025.4	1,577.0	2,602.5	1,029.4	1,772.9	2,802.3	2.6848	3.4676	6.1524
3,500	242.5	0.001234	0.05594	0.0572	1,045.3	1,556.8	2,602.1	1,049.6	1,752.6	2,802.2	2.7234	3.3995	6.1229
[redacted]													
8,000	295.0	0.001385	0.02214	0.0235	1,305.9	1,265.8	2,571.7	1,3117.0	1,442.9	2,759.9	3.2050	2.5421	5.7471
9,000	303.3	0.001418	0.01907	0.0205	1,351.0	1,209.3	2,560.3	1,363.7	1,380.9	2,744.7	3.2840	2.3981	5.6821
10,000	311.0	0.001452	0.01658	0.0180	1,393.7	1,153.8	2,547.5	1,408.2	1,319.5	2,727.7	3.3580	2.2616	5.6196
11,000	318.1	0.001489	0.01450	0.0160	1,434.6	1,098.6	2,533.1	1,451.0	1,258.0	2,709.0	3.4283	2.1305	5.5588
12,000	324.7	0.001527	0.01273	0.0143	1,474.0	1,043.3	2,517.3	1,492.4	1,196.0	2,688.4	3.4958	2.0028	5.4986
[redacted]													
18,000	357.0	0.001839	0.00566	0.0075	1,698.6	680.8	2,379.4	1,731.7	782.6	2,514.3	3.8652	1.2481	5.1134
19,000	361.4	0.001926	0.00475	0.0067	1,740.1	603.6	2,343.6	1,776.7	693.9	2,470.5	3.9249	1.1063	5.0312
20,000	365.7	0.002037	0.00384	0.0059	1,785.8	515.1	2,300.9	1,826.6	591.9	2,418.5	3.9846	0.9568	4.9414
21,000	369.8	0.002208	0.00281	0.0050	1,839.7	401.7	2,241.4	1,886.0	460.8	2,346.8	4.0443	0.7681	4.8124
22,000	373.7	0.002623	0.00114	0.0038	1,944.6	174.0	2,118.6	2,002.3	199.0	2,201.3	4.1042	0.4563	4.5605
22.090	374.4	0.00315	0.00000	0.00315	2.029.6	0.0	2.029.6	2,099.3	0.0	2.099.3	4.4298	0.0	4.4298

Propiedades generadas con el programa *STEAMCALC*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA D. 10 **Propiedades** del **vapor sobrecalentado, unidades** en **SI**

P, kPa	*T*, °C	*v*, m³/kg	*u*, kJ/kg	*h*, kJ/kg	*s*, kJ/(kg . K)
10 (T_{sat} = 458°C)					
	100	17.196	2516.2	2688.1	8.4498
	150	19.513	2588.2	2783.3	8.6893
	200	21.826	266 1.2	2879.5	8.9040
	250	24.136	2735.5	2976.8	9.0996
	300	26.446	2811.2	3075.6	9.2799
	[illegible]	28.754	2888.3	3175.9	9.4476
	400	31.063	2967.1	3277.7	9.6048
	450	33.371	3047.4	3381.1	9.7530
	500	35.679	3129.4	3486.2	9.8935
	550	37.987	3213.1	3593.0	10.027
	600	40.295	3298.5	3701.5	10.155
	650	42.603	3385.7	3811.7	10.278
	700	44.911	3474.5	3923.7	10.396
	750	47.2 19	3565.2	4037.4	10.510
	800	49.526	3657.6	4152.9	10.620
	850	51.834	375 1.8	4270.2	10.727
50 (T_{sat} = 81.3°C)					
	100	3.4182	25 12.0	2682.9	7.6959
	150	3.8894	2586.0	2780.5	7.9413
	200	4.3561	2659.8	2877.6	8.1583
	250	4.8206	2734.5	2975.6	8.3551
	300	5.2840	2810.5	3074.7	8.5360
	[illegible]	5.7468	2887.8	3175.1	8.7040
	[illegible]	6.2092	2966.6	3277.1	8.8614
	[illegible]	6.6715	3047.1	3380.6	9.0098
	[illegible]	7.1336	3129.1	3485.8	9.1504
	[illegible]	7.5956	3212.9	3592.6	9.2843
	600	8.0575	3298.3	370 1.2	9.4123
	650	8.5193	3385.5	3811.4	9.535 1
	700	8.98 ll	3474.4	3923.4	9.6532
	750	9.4428	3565.0	4037.2	9.7672
	800	9.9045	3657.5	4152.7	9.8775
	850	10.366	375 1.7	4270.0	9.9843
100 (T_{sat} = 99.6°C)					
	100	1.6956	2506.4	2676.0	7.3610
	150	1.9363	2583.1	2776.8	7.6146
	200	2.1724	2658.1	2875.3	7.8347
	250	2.4062	2733.3	2974.0	8.0329
	300	2.6388	2809.6	3073.5	8.2146
	[illegible]	2.8708	2887.1	3174.2	8.3831
	[illegible]	3.1025	2966.1	3276.4	8.5407
	[illegible]	3.3340	3046.6	3380.0	8.6893
	[illegible]	3.5654	3128.8	3485.3	8.8300
	[illegible]	3.7966	3212.5	3592.2	8.9640
	600	4.0277	3298.0	3700.8	9.0921
	650	4.2588	3385.2	3811.1	9.2149
	700	4.4898	3474.1	3923.1	9.3331
	750	4.7208	3564.8	4036.9	9.447 1
	800	4.95 18	3657.3	4152.4	9.5574
	850	5.1827	375 1.5	4269.8	9.6643

P, kPa	*T*, °C	*v*, m³/kg	*u*, kJ/kg	*h*, kJ/kg	*s*, kJ/(kg . K)
101.33 (T_{sat} = 100.0°C)					
	150	1.9109	2583.1	2776.7	7.6084
	200	2.1439	2658.0	2875.3	7.8286
	250	2.3747	2733.3	2973.9	8.0268
	300	2.6043	2809.6	3073.4	8.2085
	350	2.8334	2887.1	3174.2	8.3770
	400	3.0621	2966.1	3276.3	8.5347
	450	3.2905	3046.6	3380.0	8.6832
	500	3.5189	3128.7	3485.3	8.8240
	550	3.7471	3212.5	3592.2	8.9580
	600	3.9752	3298.0	3700.8	9.0860
	650	4.2033	3385.2	3811.1	9.2089
	700	4.43 13	3474.1	3923.1	9.3271
	750	4.6593	3564.8	4036.9	9.4411
	800	4.8872	3657.3	4152.4	9.5513
	850	5.1152	375 1.5	4269.8	9.6582
200 (T_{sat} = 120.2°C)					
	150	0.9596	2577.2	2769.1	7.2804
	200	1.0804	2654.5	2870.6	7.5072
	250	1.1989	2730.9	2970.7	7.7084
	300	1.3162	2807.8	3071.1	7.8916
	350	1.4329	2885.8	3172.4	8.0610
	400	1.5492	2965.0	3274.9	8.2192
	450	1.6653	3045.7	3378.8	8.3682
	500	1.7813	3128.0	3484.3	8.5092
	550	1.8971	3211.9	3591.3	8.6434
	600	2.0129	3297.4	3700.0	8.7716
	650	2.1286	3384.7	3810.4	8.8945
	700	2.2442	3473.7	3922.5	9.0128
	750	2.3598	3564.4	4036.4	9.1268
	800	2.4754	3656.9	4152.0	9.2372
	850	2.5909	3751.1	4269.3	9.3441
300 (T_{sat} = 133.5°C)					
	150	0.6338	2570.8	2760.9	7.0779
	200	0.7164	2650.8	2865.7	7.3122
	250	0.7965	2728.5	2967.4	7.5165
	300	0.8753	2806.1	3068.7	7.7014
	350	0.9535	2884.4	3170.5	7.8717
	400	1.0314	2963.9	3273.4	8.0305
	450	1.1091	3044.8	3377.6	8.1798
	500	1.1866	3127.2	3483.2	8.3211
	550	1.2639	3211.2	3590.4	8.4554
	600	1.3413	3296.9	3699.2	8.5838
	650	1.4185	3384.2	3809.7	8.7068
	700	1.4957	3473.2	392 1.9	8.8252
	750	1.5728	3564.0	4035.8	8.9393
	800	1.6499	3656.5	4151.5	9.0497
	850	1.7270	3750.8	4268.9	9.1566

TABLA D. 10 **(continúa)**

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
400					
(T_{sat} = 143.6°C)					
	150	0.4707	2563.9	2752.2	6.9287
	200	0.5343	2647.0	2860.7	7.1712
	250	0.5952	2726.0	2964.1	7.3789
	300	0.6549	2804.3	3066.2	7.5655
	350	0.7139	2883.1	3168.6	7.7367
	[redacted]				
	650	1.0635	3383.7	3809.0	8.5735
	700	1.1214	3472.7	3921.3	8.6919
	750	1.1793	3563.5	4035.3	8.8062
	800	1.2372	3656.1	4151.0	8.9166
	850	1.295 1	3750.4	4268.4	9.0236
600					
(T_{sat} = 158.8°C)					
	200	0.3521	2639.0	2850.2	6.9669
	250	0.3939	2120.8	2957.2	7.1819
	300	0.4344	2800.6	3061.3	7.3719
	350	0.4742	2880.3	3 164.8	7.545 1
	400	0.5136	2960.7	3268.9	7.7057
	[redacted]				
	700	0.7471	3471.8	3920.1	8.5039
	750	0.7858	3562.7	4034.2	8.6182
	800	0.8245	3655.3	4150.0	8.7287
	850	0.8631	3749.7	4267.6	8.8358
800					
(T_{sat} = 170.4°C)					
	200	0.2608	2630.4	2839.1	6.8156
	250	0.2932	2715.5	2950.1	7.0388
	300	0.3241	2796.9	3056.2	7.2326
	350	0.3544	2877.5	3161.0	7.4079
	400	0.3842	2958.5	3265.8	7.5697
	450	0.4137	3040.4	3371.4	7.7209
	500	0.4432	3123.5	3478.0	7.8635
	550	0.4725	3208.0	3586.0	7.9988
	600	0.5017	3294.0	3695.4	8.1278
	650	0.5309	3381.6	3806.3	8.2514
	700	0.5600	3470.9	3918.9	8.3702
	750	0.5891	3561.9	4033.1	8.4846
	800	0.6181	3654.6	4149.1	8.5953
	850	0.647 1	3749.0	4266.7	8.7024

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
1000					
(T_{sat} = 179.9°C)					
	200	0.2059	262 1.4	2827.3	6.6930
	250'	0.2328	2710.0	2942.8	6.9251
	300	0.2580	2793.1	3051.1	7.1229
	350	0.2824	2874.7	3157.1	7.3003
	400	0.3065	2956.3	3262.7	7.4633
	[redacted]				
	700	0.4477	3470.0	3917.7	8.2662
	750	0.4710	3561.0	4032.0	8.3808
	800	0.4943	3653.8	4148.1	8.4916
	850	0.5175	3748.3	4265.8	8.5988
1500					
(T_{sat} = *198.3-C)*					
	250	0.15199	2695.4	2923.4	6.7093
	300	0.16971	2783.3	3037.8	6.9183
	350	0.18654	2867.4	3147.2	7.1014
	400	0.20292	2950.6	3255.0	7.2677
	450	0.21906	3034.0	3362.5	7.4219
	[redacted]				
	750	0.31364	3558.9	4029.4	8.1917
	800	0.32921	365 1.8	4145.7	8.3027
	850	0.34475	3746.5	4263.6	8.4101
2000					
(T_{sat} = 212.4°C)					
	250	0. Il 145	2679.5	2902.4	6.545 1
	300	0.12550	2772.9	3023.9	6.767 1
	350	0.13856	2860.0	3137.1	6.9565
	400	0.15113	2944.8	3247.1	7.1263
	450	0.16343	3029.3	3356.1	7.2826
	500	0.17556	3114.2	3465.3	7.4286
	550	0.18757	3200.0	3575.1	7.5662
	600	0.19950	3287.0	3686.0	7.6970
	650	0.21137	3375.4	3798.1	7.8218
	700	0.22318	3466.3	3911.6	7.9416
	750	0.23494	3556.8	4026.7	8.0569
	800	0.24667	3649.9	4143.2	8.168 1
	850	0.25836	3744.7	4261.5	8.2758

TABLA D.10 **(continúa)**

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
2500 (T_{sat} = 223.9°C)					
	250	0.08699	2662.2	2879.1	6.4016
	300	0.09893	2762.0	3009.3	6.6446
	350	0.10975	2852.2	3126.6	6.8409
	400	0.12004	2938.9	3239.1	7.0145
	450	0.13005	3024.6	3349.1	7.1730
	500	0.13987	3110.3	3459.9	7.3205
	550	0.14958	3196.6	3570.8	7.4592
	600	0.15921	3284.1	3682.1	7.5906
	650	0.16876	3372.8	3794.7	7.7161
	700	0.17827	3462.9	3908.6	7.8362
	750	0.18772	3554.6	4024.0	7.9518
	800	0.19714	3648.0	4140.8	8.0633
	850	0.20653	3742.9	4259.3	8.1712
3000 (T_{sat} = 233.8°C)					
	250	0.07055	2643.2	2854.9	6.2855
	300	0.08116	2750.6	2994.1	6.5399
	350	0.09053	2844.3	3115.9	6.7437
	400	0.0993 1	2932.9	3230.9	6.92 13
	450	0.10779	3019.8	3343.1	7.0822
	500	0.11608	3106.3	3454.5	7.2312
	550	0.12426	3193.2	3566.0	7.3709
	600	0.13234	3281.1	3678.1	7.5031
	650	0.14036	3370.2	3791.3	7.6291
	700	0.14832	3460.6	3905.6	7.7497
	750	0.15624	3552.5	4021.2	7.8656
	800	0.16412	3646.0	4138.4	7.9774
	850	0.17197	3741.1	4257.1	8.0855
4000 (T_{sat} = 250.3°C)					
	300	0.058835	2725.8	2961.2	6.3622
	350	0.066448	2827.6	3093.4	6.5835
	400	0.073377	2920.6	3214.1	6.7699
	450	0.079959	3010.0	3329.8	6.9358
	500	0.086343	3098.2	3443.6	7.0879
	550	0.092599	3186.4	3556.8	7.2298
	600	0.098764	3275.2	3670.2	7.3636
	650	0.10486	3364.9	3784.3	7.4907
	700	0.11090	3455.9	3899.5	7.6121
	750	0.11690	3548.2	4015.8	7.7287
	800	0.12285	3642.1	4133.5	7.8411
	850	0.12878	3737.6	4252.7	7.9496

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
5000 (T_{sat} = 263.9°C)					
	300	0.045302	2698.2	2924.7	6.2085
	350	0.05 1943	2809.9	3069.6	6.4512
	400	0.057792	2907.7	3196.6	6.6414
	450	0.063252	3000.0	3316.2	6.8188
	500	0.068495	3090.0	3432.5	6.9743
	550	0.073603	3179.5	3547.5	7.1184
	600	0.078617	3269.2	3662.3	7.2538
	650	0.083560	3359.6	3777.4	7.3820
	700	0.088447	3451.1	3893.4	7.5044
	750	0.093289	3543.9	4010.4	7.6216
	800	0.098094	3638.2	4 128.7	7.1345
	850	0.102867	3734.0	4248.3	7.8435
6000 (T_{sat} = 275.6°C)					
	300	0.036 146	2667.1	2884.0	6.0669
	350	0.042223	2790.9	3044.2	6.3354
	400	0.047380	2894.3	3178.6	6.5429
	450	0.052 104	2989.7	3302.3	6.7202
	500	0.056592	3081.7	3421.3	6.8793
	550	0.060937	3172.5	3538.1	7.0258
	600	0.065185	3263.1	3654.2	7.1627
	650	0.069360	3354.3	3770.4	7.2922
	700	0.073479	3446.4	3887.2	7.4154
	750	0.077552	3539.6	4004.9	7.5333
	800	0.081588	3634.3	4123.8	1.6461
	850	0.085592	3730.4	4243.9	7.7562
7000 (T_{sat} = 285.8°C)					
	300	0.029459	263 1.9	2838.1	5.9299
	350	0.035234	2770.6	3017.2	6.2301
	400	0.039922	2880.4	3159.8	6.4504
	450	0.044132	2979.1	3288.1	6.6343
	500	0.048087	3073.2	3409.8	6.7971
	550	0.051890	3165.4	3528.6	6.9460
	600	0.055591	3257.0	3646.1	7.0846
	650	0.059218	3348.9	3763.4	7.2153
	700	0.062788	3441.6	3881.1	7.3394
	750	0.066312	3535.3	3999.5	7.4580
	800 850	0.069798 0.073253	3630.3 3126.7	4239.5 4118.9	7.5720 7.6818

TABLA **D.10 (continúa)**

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
8000 (T_{sat} = 295.0°C)					
	300	0.024265	2592.0	2786.2	5.7926
	350	0.029949	2748.7	2988.3	6.1316
	400	0.034311	2865.8	3140.3	6.3665
	450	0.038145	2968.3	3273.5	6.5574
	500	0.041705	3064.6	3398.2	6.7243
	550	0.045103	3158.2	3519.0	6.8757
	600	0.048395	3250.8	3638.0	7.0160
	650	0.051612	3343.5	3756.4	7.1479
	700	0.054770	3436.8	3874.9	7.2729
	750	0.057883	3531.0	3994.0	7.3922
	800	0.060957	3626.4	4114.0	7.5068
	850	0.064000	3723.1	4235.1	7.6170
10,000 (T_{sat} = 311.0°C)					
	350	0.022422	2699.5	2923.7	5.9448
	400	0.026409	2834.8	3098.9	6.2156
	450	0.029743	2945.8	3243.2	6.4226
	500	0.032760	3046.9	3374.5	6.5982
	550	0.035598	3143.6	3499.6	6.7549
	600	0.038320	3238.4	3621.6	6.8988
	650	0.040964	3332.6	3742.2	7.0332
	700	0.043547	3427.0	3862.5	7.1601
	750	0.046083	3522.2	3983.0	7.2809
	800	0.048581	3618.4	4104.2	7.3965
	850	0.051047	3715.8	4226.3	7.5077
15,000 (T_{sat} = 342.4°C)					
	350	0.011460	2536.0	2707.9	5.4667
	400	0.015662	2742.8	2977.8	5.8845
	450	0.018452	2884.1	3160.8	6.1472
	500	0.020796	3000.2	3312.1	6.3496
	550	0.022909	3105.7	3449.3	6.5216
	600	0.024884	3206.3	3579.6	6.6753
	650	0.026768	3304.8	3706.3	6.8164
	700	0.028587	3402.4	3831.2	6.9482
	750	0.030356	3500.1	3955.4	7.0727
	800	0.032086	3598.3	4079.6	7.1912
	850	0.033783	3697.4	4204.2	7.3046
20,000 (T_{sat} = 365.7°C)					
	400	0.009948	2622.8	2821.8	5.5595
	450	0.012707	2812.4	3066.5	5.9110
	500	0.0 14772	2949.4	3244.8	6.1497
	550	0.016548	3065.8	3396.8	6.3402
	600	0.018162	3173.2	3536.4	6.5049
	650	0.019672	3276.2	3669.7	6.6533
	700	0.021112	3377.2	3799.5	6.7093
	750	0.022499	3477.5	3927.5	6.9186
	800	0.023845	3577.9	4054.8	7.0400
	850	0.025159	3678.7	4181.9	7.1558

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
25,000					
	500	0.011128	2894.0	3172.2	5.9731
	550	0.012721	3024.0	3342.1	6.1861
	600	0.014126	3139.0	3492.2	6.3632
	650	0.015416	3247.0	3632.4	6.5194
	700	0.016631	3351.6	3767.4	6.66 18
	750	0.017790	3454.6	3899.4	6.7941
	800	0.018907	3557.2	4029.8	6.9186
	850	0.019990	3659.9	4159.6	7.0368
30,000					
	500	0.008681	2833.1	3093.6	5.8080
	550	0.010166	2980.2	3285.2	6.0484
	600	0.011437	3103.9	3447.0	6.2393
	650	0.012582	3217.3	3594.7	6.4039
	700	0.013647	3325.6	3735.0	6.5519
	750	0.014655	3431.4	3871.1	6.6882
	800	0.015619	3536.2	4004.8	6.8158
	850	0.016549	3640.7	4137.2	6.9364
35,000					
	600’	0.009520	3068.0	3401.2	6.1278
	650	0.010562	3187.1	3556.7	6.3011
	700	0.011521	3299.2	3702.5	6.4548
	750	0.012420	3408.0	3842.6	6.5953
	800	0.013275	3515.0	3979.6	6.7260
	850	0.014095	362 1.4	4114.7	6.8491
40,000					
	650	0.009053	3156.5	3518.7	6.2077
	700	0.009930	3272.6	3669.9	6.3672
	750	0.010748	3384.2	3814.2	6.5118
	800	0.011521	3493.6	3954.4	6.6456
	850	0.012259	360 1.8	4092.2	6.7712

Propiedades generadas con el programa *STEAMCALC*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

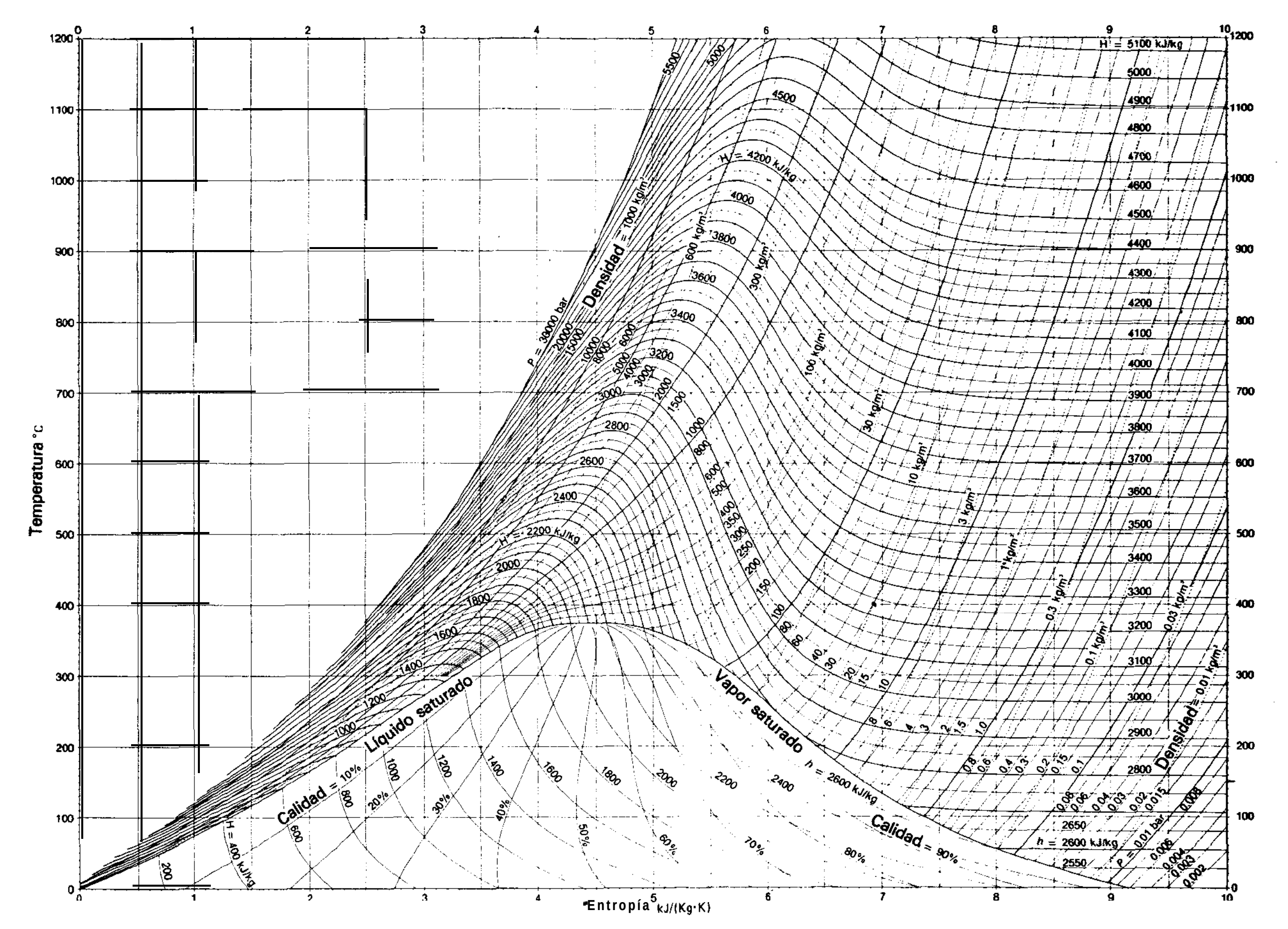


FIGURA D.1 **Diagrama** temperatura-entropía **para** el vapor de agua. (**Según Lester Haar, John S. Gallagher y** George **S. Kell, NBS'NRC Steam Tables,** 1984. Con **autorización** de **Hemisphere Publishing Corporation,** Nueva **York**).

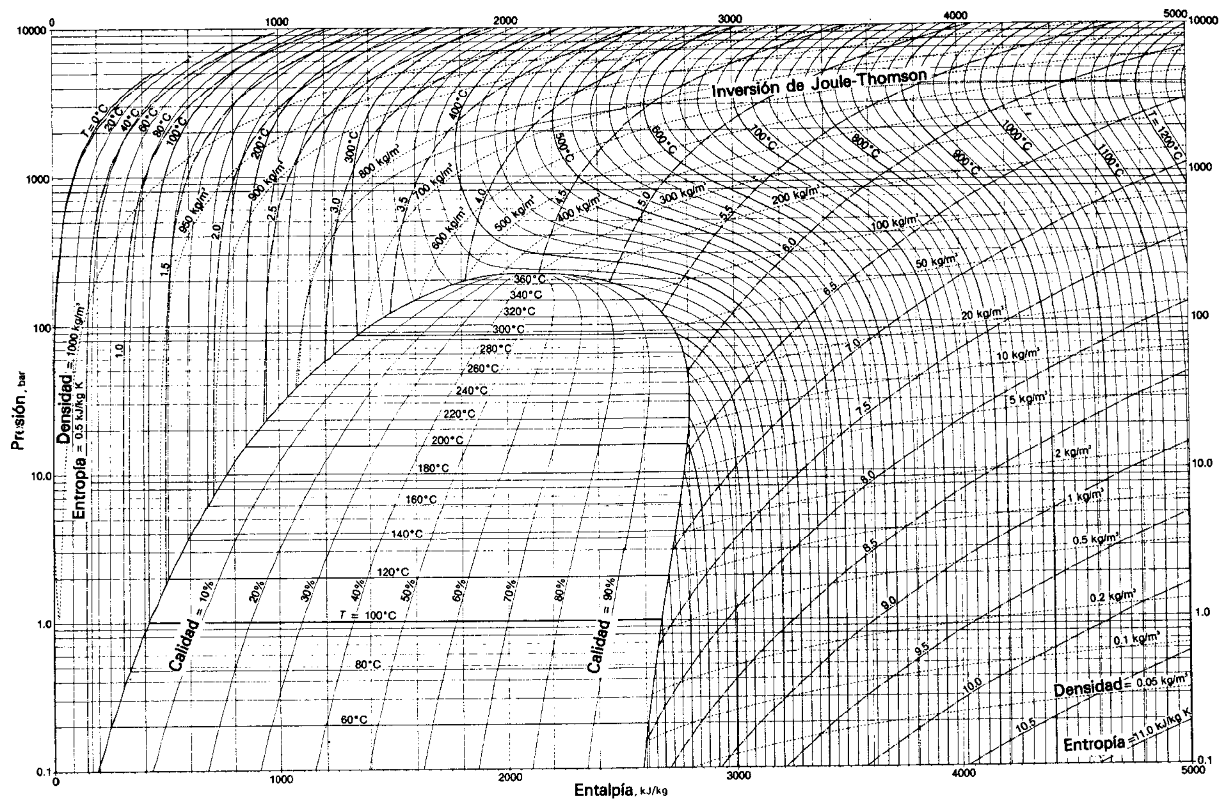


FIGURA D.2 Diagrama **presión-entalpía para** el vapor de agua. (Datos tomados de ***Lester Haar, John S. Gallagher y George S. Kell, NBS'NRC Steam Tables,*** 1984. **Con autorización** de ***Hemisphere Publishing Corporation,*** *Nueva York).*

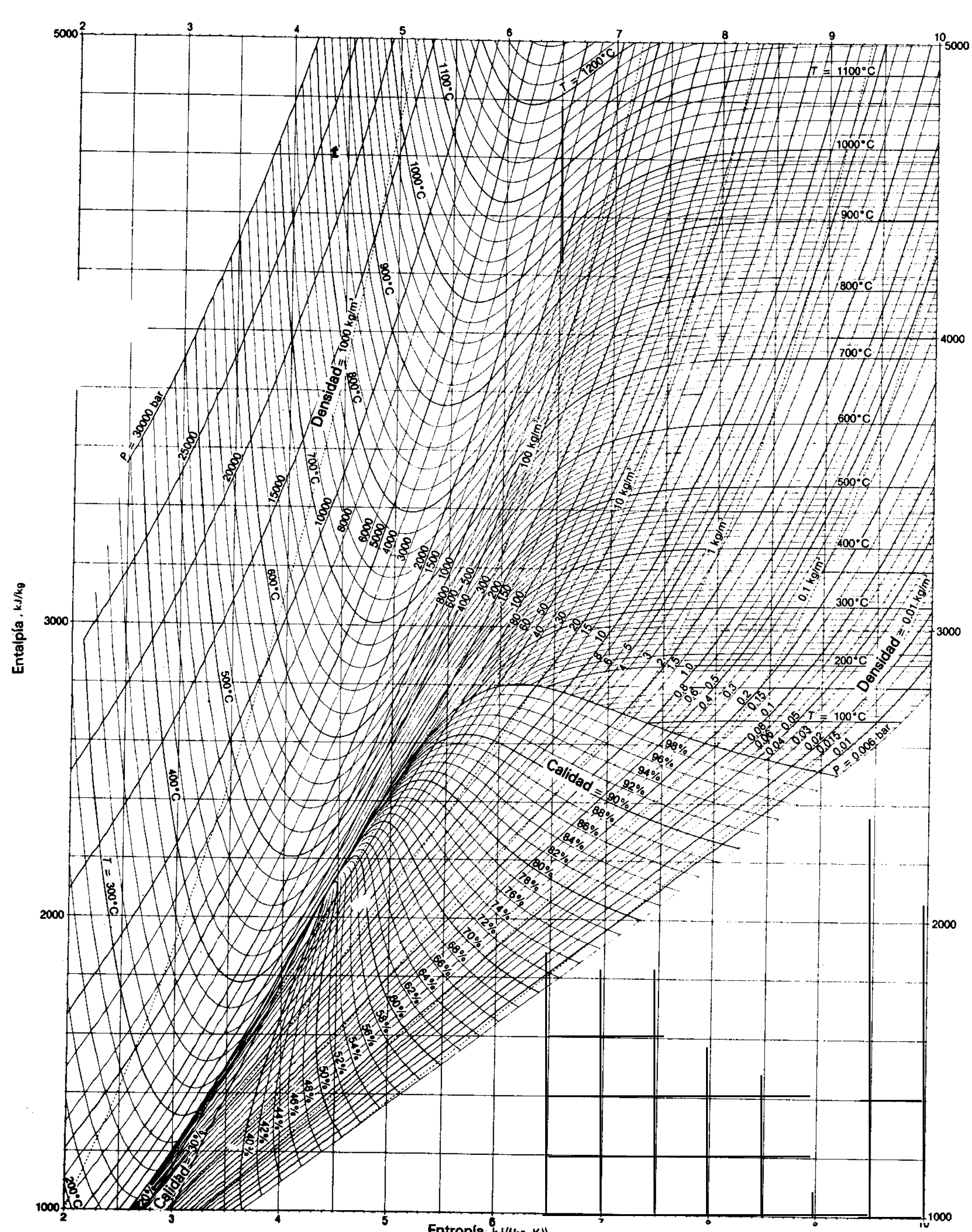


FIGURA D.3 **Diagrama** de **Mollier para** el **vapor** de **agua.** (Datos **tomados** de ***Lester Haar, John*** S. ***Gallagher y George S. Kell, NBS'NRC Steam Tables,*** 1984. **Con autorización** de **Hemisphere Publishing Corporation,** Nueva York).

TABLA D.11 Propiedades del espacio refrigerante 12 saturado — Tabla de temperatura, unidades en SI

Estado de referencia: h_l = 200 kJ/kg y s_l = 1 kJ/(kg · K) . O'C

T_{sat}, °C	P_{sat}, kPa	Volumen específico, m³/kg			Energía interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropia, kJ/(kg . K)		
		v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
-100	1.2	0.0005991	10.114	10.115	112.09	181.96	294.05	112.09	193.85	305.94	0.60086	1.1195	1.7204
-90	2.8	0.0006078	4.4206	4.4211	120.64	177.21	297.85	120.64	189.76	310.40	0.64889	1.0360	1.6849
-80	6.2	0.0006169	2.1402	2.1408	129.20	172.56	301.76	129.20	185.75	314.96	0.69439	0.96171	1.6561
-70	12.3	0.0006266	1.1279	1.1285	137.78	167.97	305.75	i37.79	181.79	319.58	0.73770	0.89485	1.6326
−60	22.6	0.0006369	0.63783	0.63847	146.43	163.37	309.80	146.45	177.78	324.23	0.77930	0.83407	1.6134
−50	39.1	0.0006478	0.38275	0.38340	155.13	158.77	313.89	155.15	173.74	328.89	0.81920	0.77857	1.5978
−40	64.1	0.0006594	0.24142	0.24208	163.89	154.12	318.01	163.93	169.60	333.53	0.85765	0.72744	1.5851
−30	100.3	0.0006720	0.15881	0.15948	172.73	149.41	322.14	172.80	165.34	338.14	0.89483	0.68001	1.5748
−20	150.8	0.0006854	0.10823	0.10891	181.65	144.61	326.25	181.75	160.93	342.68	0.93085	0.63571	1.5666
−10	219.0	0.0007000	0.075992	0.076692	190.66	139.69	330.35	190.81	156.33	347.14	0.96586	0.59408	1.5599
0	308.4	0.0007159	0.054710	0.055426	199.77	134.64	334.41	200.00	151.51	351.50	1.0000	0.55469	1.5547
10	423.1	0.0007332	0.040200	0.040934	209.05	129.37	338.41	209.36	146.37	355.73	1.0334	0.5 1695	1.5504
20	567.0	0.0007524	0.030042	0.030794	218.46	123.89	342.34	218.89	140.92	359.81	1.0663	0.48071	1.5470
30	744.6	0.0007738	0.022745	0.023519	228.07	118.11	346.18	228.65	135.05	363.70	1.0988	0.44548	1.5443
40	960.3	0.0007980	0.017383	0.018181	237.94	111.95	349.90	238.71	128.65	367.35	1.1311	0.41082	1.5419
50	1218.9	0.0008257	0.013350	0.014176	248.18	105.26	353.43	249.18	121.53	370.71	1.1636	0.37608	1.5397
60	1525.4	0.0008581	0.010259	0.011117	258.83	97.90	356.74	260.14	113.55	373.69	1.1965	0.34084	1.5374
70	1885.2	0.0008971	0.007832	0.008729	270.11	89.58	359.70	271.81	104.35	376.15	1.2304	0.30409	1.5344
80	2303.9	0.0009460	0.005879	0.006825	282.24	79.92	362.16	284.42	93.46	377.88	1.2658	0.26466	1.5304
90	2787.7	0.0010117	0.004249	0.005261	295.63	68.16	363.79	298.45	80.01	378.46	1.3040	0.22031	1.5243
100	3343.2	0.0011129	0.002793	0.003906	311.26	52.54	363.80	314.98	61.87	376.86	1.3476	0.16582	1.5134
111.6	4010	0.001792	0	0.001792	340.0	0	340.0	347.37	0	347.37	1.4267	0	1.4267

Propiedades generadas con el programa *REFRIG*, Wiley Profesional Software, Wiley, Nueva York. 1984.

TABLA D. 12 **Propiedades** del **refrigerante** 12 saturado — Tabla de **presión,** unidades en SI

Estado de referencia: h, = 200 kJ/kg Y s_l = 1 kJ/(kg · K) . 0°C

P_{sat}, kPa	T_{sat}, °C	Volumen específico, m³/kg			Energía interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropía, kJ/(kg . K)		
		v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
2	−94.1	0.0006041	6.1375	6.1381	117.11	179.16	296.27	117.11	191.43	308.55	0.62939	1.0693	1.6987
4	−85.7	0.0006116	3.2067	3.2073	124.29	175.21	299.51	124.30	188.04	312.34	0.66860	1.0033	1.6719
6	−80.4	0.0006166	2.1954	2.1960	128.88	172.73	301.61	128.88	185.90	314.79	0.69273	0.96434	1.6571
8	−76.3	0.0006204	1.6785	1.6791	132.33	170.88	303.20	132.33	184.30	316.64	0.71044	0.93649	1.6469
10	−73.1	0.0006235	1.3632	1.3638	135.13	169.38	304.51	135.13	183.01	318.15	0.72455	0.91476	1.6393
20	−62.1	0.0006347	0.71472	0.71535	144.62	164.32	308.95	144.64	178.62	323.25	0.77078	0.84628	1.6171
30	−55.0	0.0006423	0.49002	0.49067	150.80	161.06	311.85	150.82	175.76	326.57	0.79956	0.80555	1.6051
40	−49.6	0.0006483	0.37487	0.37552	155.50	158.57	314.07	155.53	173.56	329.09	0.82089	0.77627	1.5972
50	−45.2	0.0006533	0.30449	0.30514	159.36	156.52	315.88	159.39	171.75	331.14	0.83798	0.75332	1.5913
60	−41.4	0.0006578	0.25688	0.25754	162.66	154.78	317.43	162.69	170.19	332.88	0.85233	0.73438	1.5867
70	−38.1	0.0006617	0.22245	0.22311	165.55	153.24	318.79	165.60	168.81	334.41	0.86475	0.71824	1.5830
80	−35.2	0.0006654	0.19634	0.19701	168.14	151.86	320.00	168.19	167.57	335.76	0.87573	0.70415	1.5799
90	−32.5	0.0006687	0.17585	0.17652	170.50	150.60	321.10	170.56	166.43	336.99	0.88558	0.69164	1.5772
100	-30.1	0.0006719	0.15932	0.15999	172.66	149.45	322.10	172.73	165.38	338.10	0.89454	0.68037	1.5749
200	−12.5	0.0006962	0.082849	0.083545	188.38	140.94	329.32	188.52	157.51	346.03	0.95715	0.60432	1.5615
300	−0.8	0.0007145	0.056197	0.056912	199.00	135.07	334.07	199.21	151.93	351.14	0.99712	0.55793	1.5551
400	8.2	0.0007299	0.042478	0.043208	207.34	130.34	337.68	207.63	147.34	354.97	1.0274	0.52373	1.5511
500	15.6	0.0007437	0.034075	0.034819	214.31	126.32	340.63	214.68	143.36	358.04	1.0520	0.49647	1.5484
600	22.0	0.0007565	0.028376	0.029133	220.38	122.75	343.13	220.84	139.77	360.61	1.0729	0.47354	1.5465
700	27.7	0.0007686	0.024244	0.025013	225.81	119.49	345.30	226.35	136.46	362.81	1.0913	0.45362	1.5449
800	32.8	0.0007802	0.021105	0.021886	230.76	116.46	347.22	23 1.39	133.34	364.73	1.1077	0.43589	1.5436
900	37.4	0.0007913	0.018635	0.019426	235.33	113.60	348.94	236.05	130.38	366.42	1.1227	0.41984	1.5425
1000	41.7	0.0008023	0.016637	0.017439	239.60	110.89	350.49	240.40	127.53	367.93	1.1365	0.40510	1.5416
1500	59.2	0.0008554	0.010470	0.011326	258.00	98.50	356.49	259.28	114.20	373.48	1.1940	0.34359	1.5375
2000	72.9	0.0009100	0.007226	0.008136	273.52	86.96	360.47	275.34	101.41	376.75	1.2404	0.29305	1.5335
2500	84.2	0.0009711	0.005159	0.006130	287.70	75.28	362.98	290.13	88.18	378.31	1.2815	0.24074	1.5222
3000	94.0	0.0010459	0.003659	0.004704	301.50	62.57	364.07	304.64	73.55	378.19	1.3205	0.20032	1.5208
3500	102.6	0.0011515	0.002416	0.003568	315.96	47.32	363.29	319.99	55.78	375.77	1.3606	0.14844	1.5090
4000	110.3	0.0013844	0.001023	0.002408	334.75	22.56	357.31	340.29	26.65	366.94	1.4126	0.06949	1.4821
4010	111.6	0.001792	0	0.001792	340.0	0	340.0	347.37	0	347.37	1.4267	0	1.4267

Propiedades generadas con *el* programa ***REFRIG,*** **Wiley Professional** Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA D.13 **Propiedades del refrigerante 12 sobrecalentado, unidades en SI**

Estado de referencia : h_l = 200 kJ/kg y s_l = 1 kJ/(kg · K) • 0°C

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
20 (T_{sat} = −62.1°C)					
	−50.0	0.7585	314.36	329.53	1.6460
	-25.0	0.8466	326.09	343.02	1.7032
	0.0	0.9339	338.52	357.20	1.7576
	25.0	1.0209	351.60	372.02	1.8096
	50.0	1.1075	365.29	387.44	1.8592
	75.0	1.1940	379.53	403.41	1.9068
	100.0	1.2804	394.28	419.89	1.9525
	125.0	1.3666	409.49	436.83	1.9964
	150.0	1.4528	425.13	454.18	2.0387
	175.0	1.5390	441.14	471.92	2.0794
	200.0	1.6251	457.51	490.01	2.1187
40 (T_{sat} = −49.6°C)					
	-25.0	0.4200	325.74	342.53	1.6542
	0.0	0.4645	338.26	356.83	1.7091
	25.0	0.5084	351.40	371.74	1.7612
	50.0	0.5521	365.13	387.22	1.8111
	75.0	0.5956	379.40	403.28	1.8588
	100.0	0.6390	394.17	419.73	1.9046
	125.0	0.6823	409.40	436.69	1.9485
	150.0	0.7255	425.05	454.07	1.9909
	175.0	0.7687	441.07	471.82	2.0316
	200.0	0.8119	457.44	489.92	2.0709
60 (T_{sat} = −41.4°C)					
	−25.0	0.2777	325.38	342.04	1.6249
	0.0	0.3079	337.99	356.46	1.6802
	25.0	0.3376	351.20	371.45	1.7327
	50.0	0.3670	364.97	386.99	1.7827
	75.0	0.3962	379.27	403.04	1.8306
	100.0	0.4252	394.06	419.58	1.8764
	125.0	0.4542	409.31	436.56	1.9205
	150.0	0.4831	424.96	453.95	1.9628
	175.0	0.5120	441.00	471.72	2.0036
	200.0	0.5408	457.38	489.83	2.0429
80 (T_{sat} = −35.2°C)					
	-25.0	0.2066	325.01	341.54	1.6037
	0.0	0.2296	337.72	356.09	1.6595
	25.0	0.2522	350.99	371.16	1.7122
	50.0	0.2744	364.81	386.76	1.7625
	75.0	0.2965	379.14	402.86	1.8104
	100.0	0.3183	393.95	419.42	1.8564
	125.0	0.3402	409.21	436.43	1.9005
	150.0	0.3619	424.88	453.84	1.9429
	175.0	0.3836	440.93	471.62	1.9837
	200.0	0.4053	457.31	489.74	2.0230

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
100 (T_{sat} = −30.1°C)					
	-25.0	0.1639	324.65	341.04	1.5868
	0.0	0.1826	337.45	355.71	1.6432
	25.0	0.2009	350.78	370.87	1.6962
	50.0	0.2188	364.64	386.53	1.7466
	75.0	0.2366	379.01	402.67	1.7947
	100.0	0.2542	393.84	419.27	1.8408
	125.0	0.2717	409.12	436.29	1.8849
	150.0	0.2892	424.80	453.72	1.9273
	175.0	0.3066	440.85	471.51	1.9682
	200.0	0.3240	457.25	489.64	2.0075
200 (T_{sat} = −12.5°C)					
	0.0	0.08861	336.04	353.76	1.5904
	25.0	0.09833	349.72	369.38	1.6451
	50.0	0.10771	363.81	385.35	1.6965
	75.0	0.11687	378.34	401.71	1.7452
	100.0	0.12590	393.29	418.47	1.7917
	125.0	0.13483	408.65	435.62	1.8362
	150.0	0.14370	424.39	453.13	1.8788
	175.0	0.15254	440.49	471.00	1.9198
	200.0	0.16131	456.92	489.18	1.9593
400 (T_{sat} = 8.2°C)					
	25.0	0.04692	347.46	366.22	1.5900
	50.0	0.05207	362.08	382.91	1.6436
	75.0	0.05698	376.96	399.75	1.6938
	100.0	0.06173	392.15	416.85	1.7412
	125.0	0.06638	407.69	434.24	1.7863
	150.0	0.07095	423.36	451.94	1.8294
	175.0	0.07548	439.76	469.95	1.8707
	200.0	0.07997	456.26	488.25	1.9104
600 (T_{sat} = 22.0°C)					
	25.0	0.02962	344.97	362.74	1.5536
	50.0	0.03345	360.23	380.30	1.6101
	75.0	0.03698	375.52	397.70	1.6619
	100.0	0.04032	390.98	415.17	1.7103
	125.0	0.04355	406.71	432.84	[illegible]
	150.0	0.04670	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	175.0	0.04980	439.01	468.69	[illegible]
	200.0	0.05286	455.59	487.31	[illegible]

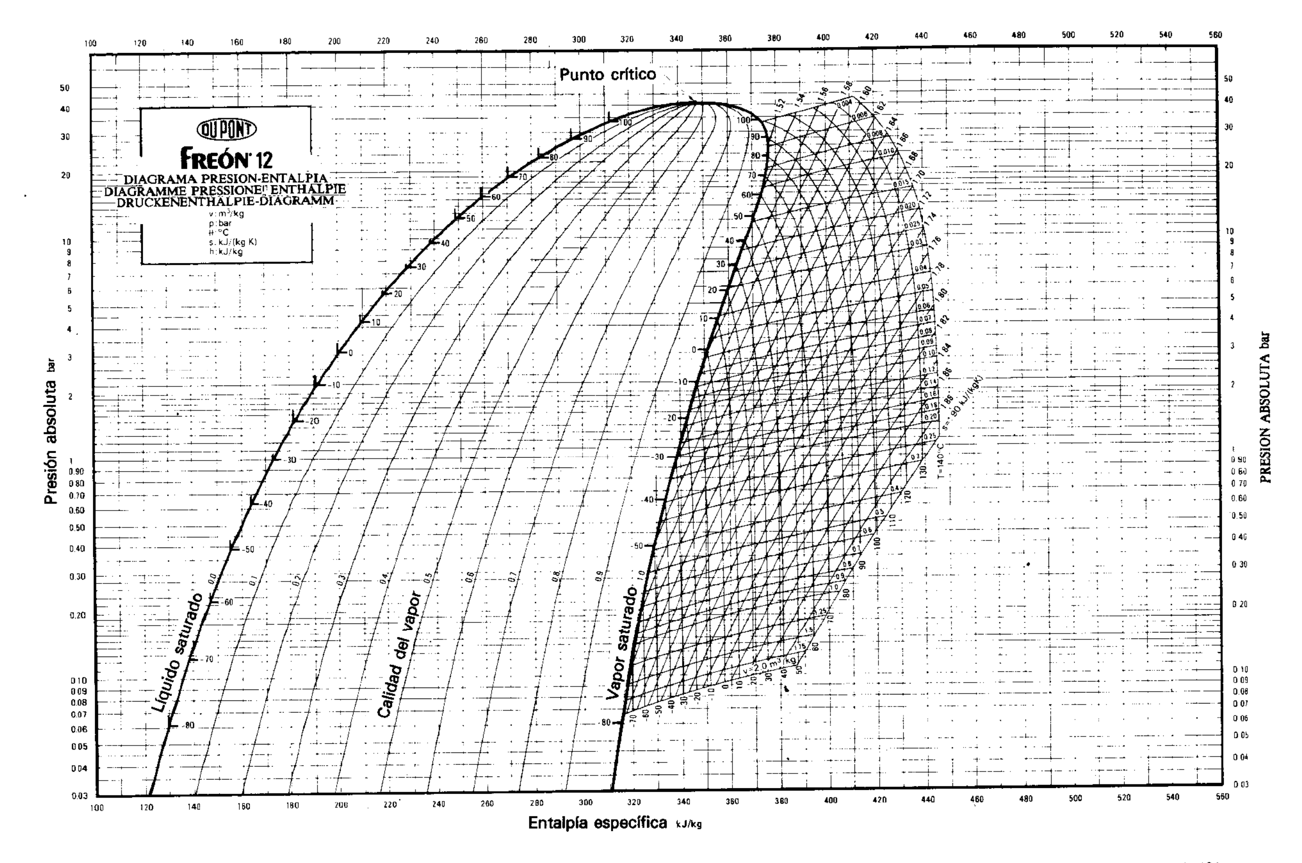
TABLA D. 13 **(continúa)**

Estado de referencia: h_f = 200 kJ/kg y s_f = 1 kJ/(kg · K) a 0°C

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
800 (T_{sat} = 32.8°C)					
	50.0	0.02407	358.25	377.50	1.5842
	75.0	0.02693	374.00	395.55	1.6379
	100.0	0.02959	389.77	413.45	1.6874
	125.0	am212	405.70	431.40	f.7339
	150.0	0.03456	421.86	449.51	1.7780
	175.0	0.03695	438.26	457.82	1.8200
	200.0	0.03930	454.92	486.36	1.8602
1000 (T_{sat} = 41.7°C)					
	50.0	0.01837	356.09	374.45	1.5620
	75.0	0.02087	372.41	393.118	1.6180
	100.0	0.02313	388.52	‘411.65	1.6688
	125.0	0.02525	404.67	429.92	1.7162
	150.0	0.02728	420.98	MS.26	1.7607
	175.0	0.02924	437.50	466.74	1.8031
	200.0	0.03116	454.24	485.40	1.8436

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
2000 (T_{sat} = 72.9°C)					
	75.0	0.00831	362.23	378.86	1.5395
	100.0	0.01003	381.30	401.37	1.6017
	125.0	0.01142	399.02	421.86	1.6547
	150.0	0.01265	416.31	441.61	í.7027
	175.0	0.01379	433.50	461.08	1.7472
	200.0	0.01488	450.73	480.48	1.7893
4000 (T_{sat} = 110.3°C)					
	125.0’	0.004056	382.49	398.7 1	1.5633
	150.0	0.005172	404.82	425.51	1.6281
	175.0	0.005999	424.38	448.38	1.6803
	200.0	0.006708	443.05	469.89	1.7267

Propiedades generadas *con el programa REFRIG*, Wiley **Professional** Software, Wiley, Nueva York, 1984.



E-52455 * FREON es la marca registrada comercial de la DuPont para sus refrigerantes fluorocarbonados

Copyright © 1975, Du Pont de Nemours International S.A

FIGURA D.4 Diagrama presión-entalpía para el refrigerante 12. (Freón® 12 es el nombre comercial del refrigerante 12 en la DuPont.)

TABLA D.14 **Propiedades del amoníaco saturado** — Tabla de *temperatura.* **unidades** en SI

Estado de referencia : h_l = 200 **kJ/kg** y s_l = 1 **kJ/(kg · K)** a 0°C • 1 atm

T_{sat}, °C	P_{sat}, kPa	Volumen específico, m³/kg			Energía Interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropía, kJ/(kg . K)		
		v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
-50	40.7	0.001424	2.6357	2.6371	-33.62	1318.5	1284.9	-33.6	1425.8	1392.3	0.0566	6.3895	6.4461
-48	45.8	0.001429	2.3606	2.3621	-23.45	1310.9	1287.4	-23.4	1419.0	1395.6	0.1020	6.3023	6.4043
-46	51.4	0.001434	2.1192	2.1206	-13.47	1303.3	1289.9	− 13.4	1412.3	1398.9	0.1461	6.2173	6.3635
-44	57.5	0.001439	1.9067	1.9081	-3.65	1296.0	1292.3	-3.6	1405.7	1402.1	0.1892	6.1344	6.3236
-42	64.3	0.001444	1.7192	1.7207	6.03	1288.7	1294.7	6.1	1399.2	1405.3	0.2312	6.0533	6.2845
−40	71.6	0.001449	1.5530	1.5545	15.86	1281.3	1297.1	16.0	1392.5	1408.5	0.2736	5.9727	.6.2463
−38	79.7	0.001454	1.4060	1.4075	25.33	1274.1	1299.5	25.4	1386.2	1411.6	0.3140	5.8948	6.2089
−36	88.4	0.001460	1.2753	1.2768	34.71	1267.1	1301.8	34.8	1379.9	1414.7	0.3538	5.8185	6.1723
−34	97.9	0.001465	1.1590	1.1604	44.01	1260.1	1304.1	44.2	1373.6	1417.7	0.3928	5.7436	6.1365
−32	108.3	0.001470	1.0551	1.0566	53.25	1253.1	1306.3	53.4	1367.3	1420.7	0.4313	5.6701	6.1014
−30	119.5	0.001476	0.9623	0.9637	62.44	1246.1	1308.6	62.6	1361.1	1423.7	0.4692	5.5977	6.0670
-28	131.6	0.001481	0.8790	0.8805	71.58	1239.2	1310.8	71.8	1354.8	1426.6	0.5067	5.5265	6.0332
-26	144.6	0.001487	0.8043	0.8058	80.70	1232.2	1312.9	80.9	1348.5	1429.5	0.5437	5.4564	6.0001
-24	158.7	0.001492	0.7371	0.7386	89.79	1225.3	1315.0	90.0	1342.2	1432.3	0.5804	5.3873	5.9677
−22	173.9	0.001498	0.6765	0.6780	98.87	1218.3	1317.1	99.1	1335.9	1435.0	0.6167	5.3192	5.9358
−20	190.2	0.001504	0.6219	0.6234	107.94	1211.3	1319.2	108.2	1329.5	1437.7	0.6527	5.2519	5.9046
−18	207.7	0.001509	0.5724	0.5739	117.02	1204.2	1321.2	117.3	1323.1	1440.4	0.6884	5.1855	5.8739
−16	226.4	0.001515	0.5277	0.5292	126.09	1197.1	1323.2	126.4	1316.6	1443.0	0.7238	5.1199	5.8437
−14	246.5	0.001521	0.4870	0.4885	135.18	1190.0	1325.1	135.6	1310.0	1445.6	0.7590	5.0551	5.8141
−12	268.0	0.001527	0.4501	0.4516	144.28	1182.8	1327.1	144.7	1303.4	1448.1	0.7940	4.9910	5.7850
− 10	290.9	0.001534	0.4165	0.4180	153.39	1175.5	1328.9	153.8	1296.7	1450.5	0.8288	4.9276	5.7564
- 8	315.3	0.001540	0.3859	0.3874	162.53	1168.2	1330.8	163.0	1289.9	1452.9	0.8634	4.8649	5.7282
- 6	341.3	0.001546	0.3579	0.3595	171.68	1160.9	1332.6	172.2	1283.1	1455.3	0.8978	4.8028	5.7005
- 4	369.0	0.001553	0.3324	0.3340	180.86	1153.5	1334.3	181.4	1276.1	1457.6	0.9320	4.7413	5.6733
−2	398.4	0.001559	0.3090	0.3106	190.06	1146.0	1336.0	190.7	1269.1	1459.8	0.9661	4.6804	5.6465
0	429.6	0.001566	0.2876	0.2892	199.29	1138.4	1337.7	200.0	1262.0	1461.9	1.0000	4.6201	5.6201
2	462.7	0.001573	0.2679	0.2695	208.54	1130.8	1339.3	209.3	1254.8	1464.0	1.0337	4.5603	5.5941
4	497.7	0.001579	0.2498	0.2514	217.81	1123.1	1340.9	218.6	1247.5	1466.1	1.0673	4.5011	5.5684
6	534.8	0.001586	0.2332	0.2348	227.11	1115.4	1342.5	228.0	1240.1	1468.1	1.1008	4.4424	5.5432
8	573.9	0.001594	0.2179	0.2195	236.44	1107.5	1344.0	237.4	1232.6	1470.0	1.1341	4.3842	5.5183
10	615.3	0.001601	0.2038	0.2054	245.79	1099.6	1345.4	246.8	1225.0	1471.8	1.1672	4.3264	5.4937
12	658.9	0.001608	0.1907	0.1923	255.16	1091.7	1346.8	256.2	1217.4	1473.6	1.2002	4.2692	5.4694
14	704.9	0.001615	0.1787	0.1803	264.55	1083.7	1348.2	265.7	1209.6	1475.3	1.2331	4.2124	5.4455
16	753.2	0.001623	0.1675	0.1691	273.97	1075.5	1349.5	275.2	1201.7	1476.9	1.2658	4.1560	5.4218
18	804.1	0.001631	0.1572	0.1588	283.41	1067.4	1350.8	284.7	1193.7	1478.5	1.2984	4.1001	5.3984
20	857.6	0.001638	0.1476	0.1492	292.87	1059.1	1352.0	294.3	1185.7	1479.9	1.3308	4.0446	5.3753
22	913.8	0.001646	0.1387	0.1403	302.35	1050.8	1353.1	303.9	1177.5	1481.3	1.3630	3.9894	5.3524
24	972.7	0.001655	0.1304	0.1320	311.86	1042.4	1354.2	313.5	1169.2	1482.7	1.3951	3.9347	5.3298
26	1034.5	0.001663	0.1227	0.1243	321.38	1033.9	1355.3	323.1	1160.8	1483.9	1.4271	3.8803	5.3074
28	1099.3	0.001671	0.1155	0.1172	330.92	1025.3	1356.2	332.8	1152.3	1485.0	1.4589	3.8263	5.2852
30	1167.1	0.001680	0.1088	0.1105	340.48	1016.7	1357.2	342.4	1143.7	1486.1	1.4906	3.7726	5.2632
32	1238.0	0.001689	0.1026	0.1043	350.07	1007.9	1358.0	352.2	1134.9	1487.1	1.5222	3.7193	5.2414
34	1312.2	0.001698	0.0967	0.0984	359.67	999.1	1358.8	361.9	1126.1	1488.0	1.5536	3.6662	5.2198
36	1389.6	0.001707	0.09 13	0.0930	369.30	990.2	1359.5	371.7	1117.1	1488.8	1.5849	3.6134	5.1983
38	1470.5	0.001716	0.0862	0.0879	378.96	981.2	1360.2	381.5	1108.0	1489.4	1.6160	3.5609	5.1769
40	1554.9	0.001725	0.0814	0.0831	388.64	972.1	1360.8	391.3	1098.7	1490.0	1.6471	3.5086	5.1557
42	1642.9	0.001735	0.0769	0.0787	398.34	962.9	1361.3	401.2	1089.3	1490.5	1.6780	3.4565	5.1346
44	[illegible]	0.001745	0.0727	0.0745	408.08	953.6	1361.7	411.1	1079.8	1490.9	1.7089	3.4047	5.1135
46	[illegible]	0.001755	0.0688	0.0706	417.84	944.2	1362.0	421.1	1070.1	1491.2	1.7396	3.3530	5.0926
48	[illegible]	0.001766	0.0651	0.0669	427.64	934.7	1362.3	431.0	1060.3	1491.3	1.7703	3.3015	5.0717
50	2033.1	0.001776	0.0616	0.0634	437.47	925.0	1362.5	441.1	1050.3	1491.3	1.8009	3.2501	5.0509

propiedades generadas con el programa *REFRIG*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA D.15 Propiedades del amoniacos saturado — Tabla de presión, unidades en SI

Estado de referencia: h_l = 200 kJ/kg y s_l = 1 kJ/(kg · K) a 0°C

P_{sat}, kPa	°T_{sat},	Volumen específico, m³/kg			Energía interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropía, kJ/(kg . K)		
		v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
40.0	−50.3	0.001424	2.6792	2.6806	−35.13	1319.7	1284.5	−35.1	1426.8	1391.8	0.0498	6.4025	6.4523
45.0	−48.3	0.001429	2.3997	2.4012	−24.97	1312.0	1287.0	−24.9	1420.0	1395.1	0.0952	6.3153	6.4105
50.0	−46.5	0.001433	2.1745	2.1759	−15.85	1305.1	1289.3	−15.8	1413.9	1398.1	0.1356	6.2316	6.3732
55.0	−44.8	0.001437	1.9892	1.9906	−7.59	1298.9	1291.3	−7.5	1408.3	1400.8	0.1720	6.1676	6.3396
60.0	−43.2	0.001441	1.8336	1.8351	−0.00	1293.2	1293.2	0.1	1403.3	1403.3	0.2051	6.1037	6.3088
65.0	−41.8	0.001445	1.7014	1.7028	7.01	1288.0	1295.0	7.1	1398.6	1405.7	0.2355	6.0451	6.2806
70.0	−40.4	0.001448	1.5871	1.5886	13.80	1282.8	1296.6	13.9	1393.9	1407.8	0.2648	5.9897	6.2544
75.0	−39.1	0.001451	1.4879	1.4893	19.93	1278.2	1298.1	20.0	1389.8	1409.8	0.2910	5.9391	6.2301
80.0	−37.9	0.001455	1.4007	1.4021	25.69	1273.9	1299.6	25.8	1385.9	1411.7	0.3156	5.8919	6.2075
85.0	−36.8	0.001458	1.3235	1.3249	31.14	1269.8	1300.9	31.3	1382.3	1413.5	0.3387	5.8475	6.1862
90.0	−35.7	0.001460	1.2545	1.2560	36.30	1265.9	1302.2	36.4	1378.8	1415.2	0.3605	5.8057	6.1661
95.0	−34.6	0.001463	1.1925	1.1940	41.22	1262.2	1303.4	41.4	1375.5	1416.8	0.3812	5.7660	6.1471
100.0	−33.6	0.001466	1.1367	1.1381	45.92	1258.6	1304.6	46.1	1372.3	1418.4	0.4008	5.7284	6.1292
120.0	−29.9	0.001476	0.9582	0.9596	62.87	1245.8	1308.7	63.0	1360.8	1423.8	0.4710	5.5943	6.0654
140.0	−26.7	0.001485	0.8292	0.8307	77.55	1234.6	1312.2	77.8	1350.7	1428.5	0.5310	5.4805	6.0115
160.0	−23.8	0.001493	0.7315	0.7330	90.59	1224.6	1315.2	90.8	1341.7	1432.5	0.5836	5.3813	5.9649
180.0	−21.2	0.001500	0.6549	0.6564	102.36	1215.6	1317.9	102.6	1333.5	1436.1	0.6306	5.2932	5.9237
200.0	−18.9	0.001507	0.5931	0.5946	113.12	1207.2	1320.4	113.4	1325.9	1439.3	0.6731	5.2139	5.8870
220.0	−16.7	0.001513	0.5422	0.5437	123.05	1199.5	1322.5	123.4	1318.8	1442.2	0.7120	5.1418	5.8538
240.0	−14.6	0.001519	0.4995	0.5010	132.30	1192.2	1324.5	132.7	1312.1	1444.8	0.7479	5.0755	5.8234
260.0	−12.7	0.001525	0.4631	0.4646	140.97	1185.4	1326.4	141.4	1305.8	1447.2	0.7813	5.0142	5.7955
280.0	−10.9	0.001531	0.4318	0.4333	149.14	1178.9	1328.1	149.6	1299.8	1449.4	0.8126	4.9571	5.7697
300.0	−9.2	0.001536	0.4045	0.4061	156.87	1172.8	1329.6	157.3	1294.1	1451.5	0.8420	4.9036	5.7456
320.0	−7.6	0.001541	0.3805	0.3821	164.21	1166.9	1331.1	164.7	1288.7	1453.4	0.8697	4.8534	5.7231
340.0	−6.1	0.001546	0.3593	0.3608	171.23	1161.2	1332.5	171.8	1283.4	1455.2	0.8961	4.8058	5.7019
360.0	−4.6	0.001551	0.3403	0.3419	177.93	1155.8	1333.8	178.5	1278.3	1456.8	0.9211	4.7608	5.6819
380.0	−3.2	0.001555	0.3233	0.3248	184.36	1150.6	1335.0	184.9	1273.5	1458.4	0.9450	4.7181	5.6631
400.0	−1.9	0.001560	0.3078	0.3094	190.55	1145.6	1336.1	191.2	1268.7	1459.9	0.9679	4.6772	5.6451
450.0	1.2	0.001570	0.2751	0.2767	205.05	1133.7	1338.7	205.8	1257.5	1463.3	1.0210	4.5828	5.6038
500.0	4.1	0.001580	0.2488	0.2503	218.40	1122.6	1341.0	219.2	1247.0	1466.2	1.0694	4.4974	5.5668
550.0	6.8	0.00 1589	0.2270	0.2286	230.80	1112.3	1343.1	231.7	1237.1	1468.8	1.1140	4.4193	5.5333
600.0	9.3	0.00 1598	0.2088	0.2 104	242.39	1102.5	1344.9	243.3	1227.8	1471.1	1.1552	4.3474	5.5026
650.0	11.6	0.001607	0.1933	0.1949	253.28	1093.3	1346.6	254.3	1218.9	1473.2	1.1937	4.2806	5.4742
700.0	13.8	0.001615	0.1799	0.1815	263.59	1084.5	1348.1	264.7	1210.4	1475.1	1.2297	4.2182	5.4479
750.0	15.9	0.001622	0.1682	0.1698	273.36	1076.1	1349.4	274.6	1202.2	1476.8	1.2637	4.1597	5.4233
800.0	17.8	0.001630	0.1579	0.1596	282.67	1068.0	1350.7	284.0	1194.4	1478.3	1.2958	4.1045	5.4003
850.0	19.7	0.001637	0.1489	0.1505	291.55	1060.3	1351.8	292.9	1186.8	1479.7	1.3263	4.0523	5.3785
900.0	21.5	0.001645	0.1407	0.1424	300.07	1052.8	1352.9	301.5	1179.5	1481.0	1.3553	4.0027	5.3579
950.0	23.2	0.001651	0.1335	0.1351	308.24	1045.6	1353.8	309.8	1172.4	1482.2	1.3829	3.9555	5.3384
1000.0	24.9	0.001658	0.1269	0.1285	316.10	1038.6	1354.7	317.8	1165.5	1483.2	1.4094	3.9104	5.3198
1050.0	26.5	0.001665	0.1209	0.1225	323.69	1031.8	1355.5	325.4	1158.7	1484.2	1.4348	3.8672	5.3020
1100.0	28.0	0.001671	0.1154	0.1171	331.02	1025.2	1356.3	332.9	1152.2	1485.1	1.4592	3.8257	5.2850
1150.0	29.5	0.001678	0.1104	0.1121	338.12	1018.8	1356.9	340.0	1145.8	1485.9	1.4828	3.7858	5.2686
1200.0	30.9	0.001684	0.1058	0.1075	344.98	1012.6	1357.6	347.0	1139.6	1486.6	1.5054	3.7475	5.2530
1250.0	32.3	0.001690	0.1016	0.1033	351.65	1006.5	1358.2	353.8	1133.5	1487.2	1.5273	3.7105	5.2378
1300.0	33.7	0.001696	0.0977	0.0993	358.13	1000.6	1358.7	360.3	1127.5	1487.8	1.5485	3.6747	5.2232
1350.0	35.0	0.001702	0.0940	0.0957	364.42	994.7	1359.2	366.7	1121.7	1488.4	1.5690	3.6401	5.2091
1400.0	36.3	0.001708	0.0906	0.0923	370.57	989.0	1359.6	373.0	1115.9	1488.9	1.5889	3.6065	5.1953
1450.0	37.5	0.001714	0.0874	0.0891	376.55	983.5	1360.0	379.0	1110.2	1489.3	1.6083	3.5739	5.1822
1500.0	38.7	0.001719	0.0845	0.0862	382.39	978.0	1360.4	385.0	1104.7	1489.7	1.6271	3.5423	5.1694

TABLA D. 15 (continúa)

		Estado de referencia: h, = 200 kJ/kg y s_l = 1 kJ/(kg • K) • O'C											
		Volumen específico, m³/kg			Energía interna, kJ/kg			Entalpía, kJ/kg			Entropía, kJ/(kg . K)		
P_{sat}, kPa	T_{sat}, °C	v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
1600.0	41.0	0.001730	0.0791	0.0808	393.65	967.4	1361.0	396.4	1093.9	1490.3	1.6631	3.4817	5.1447
1700.0	43.3	0.001741	0.0743	0.0760	404.44	957.1	1361.5	407.4	1083.4	1490.8	1.6974	3.4240	5.1214
1800.0	45.4	0.001752	0.0700	0.07 18	414.79	947.2	1361.9	417.9	1073.1	1491.1	1.7300	3.3691	5.0991
1900.0	47.4	0.001763	0.0662	0.0679	424.75	937.5	1362.2	428.1	1063.2	1491.3	1.7613	3.3166	5.0779
2000.0	49.4	0.001773	0.0627	0.0645	434.37	928.1	1362.4	437.9	1053.4	1491.3	1.7913	3.2662	5.0575

Propiedades generadas con el programa *REFRIG*, **Wiley Professional** Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA D.16 **Propiedades** del **amoniaco sobrecalentado, unidades** en **SI**

Estado de referencia: h_l = 200 kJ/kg y s_l = 1 kJ/(kg • K) a O'C

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
50 (T_{sat} = −46.5°C)					
	-20	2.4464	1332.0	1454.3	6.6077
	−10	2.5471	1348.1	1475.5	6.6898
	0	2.6474	1364.3	1496.6	6.7687
	10	2.7472	1380.5	1517.8	6.8449
	20	2.8466	1396.7	1539.1	6.9187
	30	2.9458	1413.1	1560.4	6.9902
	40	3.0447	1429.6	1581.8	7.0596
	50	3.1435	1446.1	1603.3	7.1273
	60	3.2417	1462.8	1624.9	7.1931
	70	3.3406	1479.7	1646.7	7.2576
	80	3.4389	1496.7	1668.6	7.3205
	90	3.5373	1513.8	1690.7	7.382 1
	100	3.6355	1531.1	1712.9	7.4425
75 (T_{sat} = −39.1°C)					
	-20	1.6223	1329.8	1451.4	6.4011
	−10	1.6906	1346.2	1473.0	6.4846
	0	1.7583	1362.6	1494.5	6.5648
	10	1.8255	1379.1	1516.0	6.6420
	20	1.8924	1395.5	1537.5	6.7166
	30	1.9591	1412.0	1559.0	6.7887
	40	2.0255	1428.6	1580.5	6.8587
	50	2.0917	1445.3	1602.2	6.9267
	60	2.1574	1462.1	1623.9	6.9929
	70	2.2237	1479.0	1645.8	7.0576
	80	2.2895	1496.0	1667.8	7.1208
	90	2.3553	1513.3	1689.9	7.1826
	100	2.4210	1530.6	1712.2	7.2431

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg · K)
100 (T_{sat} = −33.6°C)					
	-20	1.2102	1327.5	1448.6	6.2518
	−10	1.2622	1344.3	1470.5	6.3369
	0	1.3137	1361.0	1492.4	6.4184
	10	1.3647	1377.7	1514.1	6.4966
	20	1.4153	1394.3	1535.8	6.5719
	30	1.4657	1411.0	1557.5	6.6447
	40	1.5158	1427.7	1579.3	6.7152
	50	1.5658	1444.5	1601.0	6.7837
	60	1.6153	1461.3	1622.9	6.8502
	70	1.6652	1478.3	1644.8	6.9152
	80	1.7148	1495.4	1666.9	6.9786
	90	1.7643	1512.7	1689.1	7.0406
	100	1.8137	1530.1	1711.5	7.1013
125 (T_{sat} = −29.1°C)					
	-20	0.96270	1325.3	1445.6	6.1337
	-10	1.0052	1342.4	1468.0	6.2206
	0	1.0469	1359.4	1490.2	6.3034
	10	1.0881	1376.2	1512.3	6.3826
	20	1.1290	1393.1	1534.2	6.4588
	30	1.1696	1409.9	1556.1	6.5322
	40	1.2100	1426.7	1578.0	6.6032
	50	1.2502	1443.6	1599.9	6.6721
	60	1.2903	1460.6	1621.9	6.7390
	70	1.3302	1477.6	1643.9	6.8042
	80	1.3700	1494.8	1666.0	6.8679
	90	1.4097	1512.1	1688.3	6.9300
	100	1.4494	1529.6	1710.7	6.9909

TABLA D.16 (continúa)

Estado de referencia h_l = 200 kJ/kg y s_l = 1 kJ/(kg · K) a 0°C

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
150 ($T_{sat} = -25.2$°F)					
	-20	0.79774	1323.0	1442.6	6.0355
	-10	0.83380	1340.4	1465.5	6.1241
	0	0.86901	1357.7	1488.0	6.2082
	10	0.90377	1374.8	1510.4	6.2885
	20	0.93817	1391.8	1532.6	6.3655
	30	0.97227	1408.8	1554.6	6.4396
	40	1.0062	1425.8	1576.7	6.5111
	50	1.0398	1442.8	1598.7	6.5804
	60	1.0734	1459.8	1620.8	6.6477
	70	1.1068	1476.9	1643.0	6.7132
	80	1.1401	1494.2	1665.2	6.1771
	90	1.1733	1511.5	1687.5	6.8394
	100	1.2065	1529.0	1710.0	6.9005
200 ($T_{sat} = -18.9$°C)					
	-10	0.6192	1336.4	1460.3	5.9683
	0	0.6466	1354.3	1483.6	6.0553
	10	0.6733	1371.9	1506.5	6.1377
	20	0.6995	1389.3	1529.2	6.2164
	30	0.7255	1406.6	1551.7	6.2919
	40	0.7513	1423.8	1574.1	6.3645
	50	0.7768	1441.0	1596.4	6.4347
	60	0.8023	1458.3	1618.7	6.5027
	70	0.8275	1475.6	1641.1	6.5687
	80	0.8527	1492.9	1663.5	6.6330
	90	0.8778	1510.4	1685.9	6.6958
	100	0.9028	1528.0	1708.5	6.7572
250 ($T_{sat} = -13.7$°C)					
	-10	0.4905	1332.4	1455.0	5.8436
	0	0.5129	1350.8	1479.1	5.9334
	10	0.5349	1368.9	1502.7	6.0182
	20	0.5563	1386.8	1525.8	6.0987
	30	0.5775	1404.4	1548.8	6.1755
	40	0.5983	1421.9	1571.5	6.2493
	50	0.6190	1439.3	1594.1	6.3203
	60	0.6396	1456.7	1616.6	6.3891
	70	0.6600	1474.2	1639.2	6.4557
	80	0.6803	1491.6	1661.7	6.5205
	90	0.7005	1509.2	1684.3	6.5837
	100	0.7206	1526.9	1707.0	6.6453

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
300 ($T_{sat} = -9.2$°C)					
	0	0.4238	1347.3	1474.4	5.8312
	10	0.4425	1365.9	1498.7	5.9183
	20	0.4608	1384.2	1522.4	6.0008
	30	0.4787	1402.1	1545.7	6.0790
	40	0.4964	1419.9	1568.8	6.1539
	50	0.5138	1437.6	1591.7	6.2259
	60	0.5311	1455.2	1614.5	6.2953
	70	0.5483	1472.8	1637.2	6.3626
	80	0.5653	1490.4	1660.0	6.4279
	90	0.5823	1508.0	1682.7	6.4914
	100	0.5992	1525.8	1705.6	6.5534
350 ($T_{sat} = -5.4$°C)					
	0	0.3601	1343.7	1469.7	5.7424
	10	0.3765	1362.8	1494.6	5.8320
	20	0.3926	1381.5	1518.9	5.9164
	30	0.4082	1399.9	1542.7	5.9962
	40	0.4235	1417.9	1566.1	6.0722
	50	0.4386	1435.8	1589.3	6.1451
	60	0.4536	1453.6	1612.4	6.2153
	70	0.4685	1471.3	1635.3	6.2832
	80	0.4832	1489.1	1658.2	6.3490
	90	0.4978	1506.9	1681.1	6.4129
	100	0.5124	1524.7	1704.1	6.4753
400 ($T_{sat} = -1.9$°C)					
	0	0.3123	1340.0	1464.9	5.6634
	10	0.3270	1359.7	1490.5	5.7556
	20	0.3413	1378.8	1515.4	5.8418
	30	0.3552	1397.3	1539.6	5.9233
	40	0.3688	1415.9	1563.4	6.0005
	50	0.3823	1434.0	1586.9	6.0744
	60	0.3954	1452.0	1610.2	6.1452
	70	0.4086	[illegible]	1633.4	6.2138
	80	0.4216	1487.8	1656.4	6.2801
	90	0.4345	1505.7	1679.5	6.3445
	100	0.4473	1523.6	1702.6	6.4072

TABLA D.16 (continúa)

Estado de referencia h_l = 200 kJ/l y s_l = 1 kJ/(kg · K) a 0°C

P, kPa	*T*, °C	*v*, m³/kg	*u*, kJ/kg	*h*, kJ/kg	*s*, kJ/(kg . K)
450 (T_{sat} = 1.3°C)					
	10	0.2885	1356.5	1486.3	5.6865
	20	0.3014	1376.1	1511.8	5.7749
	30	0.3141	1395.2	1536.5	5.8579
	40	0.3263	1413.9	1560.7	5.9364
	50	0.3384	1432.2	1584.5	6.0113
	60	0.3502	1450.4	1608.0	6.0829
	70	0.3620	1468.5	1631.4	6.1521
	80	0.3737	1486.5	1654.7	6.2189
	90	0.3852	1504.5	1677.9	6.2837
	100	0.3967	1522.5	1701.1	6.3467
500 (T_{sat} = 4.1 °C)					
	20	0.2695	1373.3	1508.1	5.7138
	40	0.2923	1411.8	1557.9	5.8783
	60	0.3141	1448.8	1605.9	6.0267
	80	0.3354	1485.2	1652.9	6.1637
	100	0.3562	1521.5	1699.6	6.2923
	120	0.3768	1557.9	1746.3	6.4144
	140	0.3973	1594.8	1793.4	6.5313
	160	0.4176	1632.2	1841.0	6.6437
	180	0.4377	1670.3	1889.2	6.7524
600 (T_{sat} = 9.3°C)					
	20	0.2215	1367.7	1500.6	5.6049
	40	0.2412	1407.6	1552.3	5.7756
	60	0.2598	1445.5	1601.4	5.9277
	80	0.2778	1482.6	1649.3	6.0672
	100	0.2955	1519.2	1696.5	6.1974
	120	0.3129	1556.0	1743.7	6.3206
	140	0.3300	1593.1	1791.1	6.4382
	160	0.3470	1630.8	1839.0	6.5513
	180	0.3639	1669.0	1887.4	6.6605
700 (T_{sat} = 13.8°C)					
	20	0.1872	1361.8	1492.8	5.5090
	40	0.2047	1403.3	1546.5	5.6863
	60	0.2210	1442.2	1596.9	5.8423
	80	0.2367	1479.9	1645.6	5.9842
	100	0.2521	1517.0	1693.5	6.1161
	120	0.2671	1554.1	1741.1	6.2405
	140	0.2820	1591.5	1788.9	6.3589
	160	0.2967	1629.3	1837.0	6.4726
	180	0.3113	1667.7	1885.6	6.5824

P, kPa	*T*, °C	*v*, m³/kg	*u*, kJ/kg	*h*, kJ/kg	*s*, kJ/(kg . K)
800 (T_{sat} = 17.8°C)					
	20	0.1614	1355.6	1484.7	5.4222
	40	0.1772	1398.8	1540.6	5.6065
	60	0.1919	1438.8	1592.3	5.7668
	80	0.2059	1477.2	1641.9	5.9113
	100	0.2195	1514.8	1690.4	6.0449
	120	0.2328	1552.2	1738.5	6.1704
	140	0.2459	1589.8	1786.5	6.2897
	160	0.2589	1627.8	1834.9	6.4040
	180	0.2717	1666.4	1883.8	6.5142
1000 (T_{sat} = 24.9°C)					
	40	0.1387	1389.6	1528.3	5.4672
	60	0.1511	1431.8	1582.9	5.6365
	80	0.1627	1471.6	1634.3	5.7864
	100	0.1739	1510.2	1684.1	5.9236
	120	0.1848	1548.3	1733.1	6.0515
	140	0.1955	1586.4	1781.9	6.1725
	160	0.2060	1624.8	1830.8	6.2881
	180	0.2164	1663.7	1880.1	6.3994
1200 (T_{sat} = 30.9°C)					
	40	0.1129	1379.8	1515.2	5.3458
	60	0.1238	1424.6	1573.1	5.5251
	80	0.1339	1465.9	1626.6	5.6810
	100	0.1435	1505.5	1677.7	5.8219
	120	0.1528	1544.4	1727.7	5.9523
	140	0.1618	1583.0	1777.2	6.0751
	160	0.1707	1621.8	1826.7	6.1921
	180	0.1795	1661.0	1876.5	6.3044
1400 (T_{sat} = 36.3°C)					
	40	0.0943	1369.3	1501.4	5.2357
	60	0.1042	1417.0	1563.0	5.4265
	80	0.1132	1460.1	1618.6	5.5888
	100	0.1217	1500.8	1671.2	5.7337
	120	0.1299	1540.4	1722.2	5.8667
	140	0.1378	1579.5	1772.4	5.9914
	160	0.1455	1618.8	1822.5	6.1098
	180	0.1532	1658.3	1872.8	6.2232

TABLA D. 16 (continúa)

Estado de referencia: h_l = 200 kJ/kg y s_l = 1 kJ/(kg · K) a 0°C

P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)	P, kPa	T, °C	v, m³/kg	u, kJ/kg	h, kJ/kg	s, kJ/(kg . K)
1600 (T_{sat} = 41.0°C)						2000 (T_{sat} = 49.4°C)					
	60	0.0895	1409.1	1552.3	5.3366		60	0.0687	1392.1	1529.6	5.1742
	80	0.0977	1454.0	1610.4	5.5060		80	0.0760	1441.4	1593.3	5.3600
	100	0.1054	1495.9	1664.6	5.6552		100	0.0825	1485.9	1650.9	5.5187
	120	0.1127	1536.3	1716.6	5.7911		120	0.0886	1528.0	1705.2	5.6606
	140	0.1198	1576.0	1767.7	5.9177		140	0.0945	1568.9	1757.9	5.7913
	160	0.1266	1615.7	1818.3	6.0375		160	0.1002	1609.5	1809.9	5.9141
	180	0.1334	1655.6	1869.1	6.1520		180	0.1057	1650.1	1861.6	6.0308
1800 (T_{sat} = 45.4°C)											
	60	0.0780	1400.8	1541.2	5.2531						
	80	0.0857	1447.8	1602.0	5.4303						
	100	0.0927	1491.0	1657.8	5.5841						
	120	0.0993	1532.2	1711.0	5.7229						
	140	0.1057	1572.5	1762.8	5.8515						
	160	0.1119	1612.6	1814.1	5.9728						
	180	0.1180	1652.9	1865.3	6.0884						

Propiedades generadas con el programa *REFRIG*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

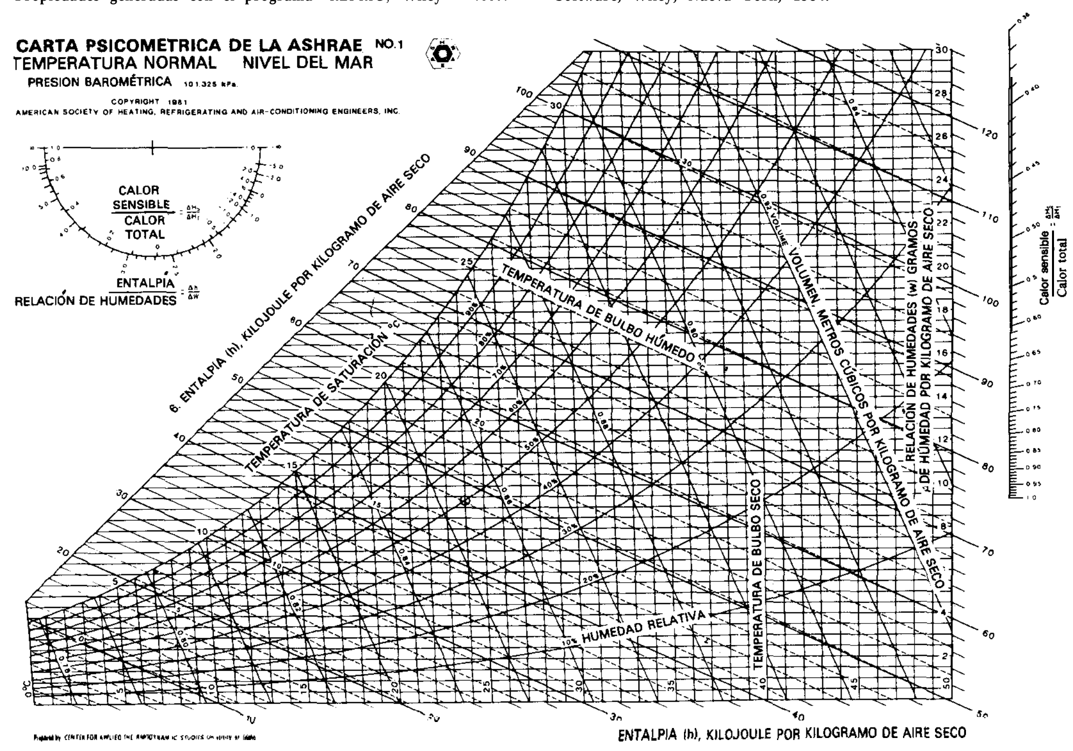


FIGURA D.5 Carta psicométrica (Datos tomados de ***American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers,*** **reimpreso** con **autorización.)**

APÉNDICE E

Datos termodinámicos para diferentes sustancias, unidades en el sistema inglés (USCS)

TABLA **E.1** **Dependencia** de **la temperatura** en **las** capacidades **caloríficas** molares de **gases a** presión cero. (Unidades en **USCS**)

$\bar{c}_p^o = a + bT + cT^2 + dT^3$ [T in °R, $\bar{c}_p^o$ in Btu/(lbmol · °R)]								
Sustancia	fórmula	a	b	c	d	Temperatura Rango, °R	Error, % Max.	**Avg.**
Nitrógeno	N_2	6.903	-0.02085 X 10^{-2}	0.05957 x 10^{-5}	-0.1176 X 10^{-9}	491-3240	0.59	0.34
oxígeno	O_2	6.085	0.2017 X 10^{-2}	-0.05275 X 10^{-5}	0.05372 X 10^{-9}	491-3240	1.19	0.28
Aire		6.713	0.02609 X 10^{-2}	0.03540 x 10^{-5}	-0.08052 X 10^{-9}	491-3240	0.72	0.33
Hidrógeno	H_2	6.952	-0.02542 X 10^{-2}	0.02952 X 10^{-5}	-0.03565 X 10^{-9}	491-3240	1.01	0.26
Monóxido de Carbono	CO	6.726	0.02222 x 10^{-2}	0.03960 X 10^{-5}	-0.09100 x 10^{-9}	49 1 -- 3240	0.89	0.37
Dióxido de Carbono	CO_2	5.316	0.79361 × 10^{-2}	−0.2581 × 10^{-5}	0.3059 × 10^{-9}	491−3240	0.67	0.22
Vapor de Agua	H_2O	7.700	0.02552 × 10^{-2}	0.07781 × 10^{-5}	−0.1472 × 10^{-9}	491−3240	0.53	0.24
Óxido Nítrico	NO	7.008	−0.01247 × 10^{-2}	0.07185 × 10^{-5}	−0.1715 × 10^{-9}	491−2700	0.97	0.36
Óxido Nitroso	N_2O	5.758	0.7780 × 10^{-2}	−0.2596 × 10^{-5}	0.4331 × 10^{-9}	491−2700	0.59	0.26
Dióxido de Nitrógeno	NO_2	5.48	0.7583 × 10^{-2}	−0.260 × 10^{-5}	0.322 × 10^{-9}	491−2700	0.46	0.18
Amoniaco	NH_3	6.5846	0.34028 × 10^{-2}	0.073034 × 10^{-5}	−0.27402 × 10^{-9}	491−2700	0.91	0.36
Azufre	S_2	6.499	0.2943 X 10^{-2}	-0.1200 x 10^{-5}	0.1632 X 10^{-9}	491-3240	0.99	0.38
Dióxido de azufre 50₂	SO_2	6.157	0.7689 × 10^{-2}	-0.2810 X 10^{-5}	0.3527 X 10^{-9}	491-3240	0.45	0.24
Trióxido de azufre 50,	SO_3	3.918	1.935 x 10^{-2}	-0.8256 X 10^{-5}	1.328 X 10^{-9}	491-2340	0.29	0.13
Acetileno	C_2H_2	5.21	1.2227 × 10^{-2}	−0.4812 × 10^{-5}	0.7457 × 10^{-9}	491−2700	1.46	0.59
Benzeno	C_6H_6	−8.650	6.4322 × 10^{-2}	−2.327 × 10^{-5}	3.179 × 10^{-9}	491−2700	0.34	0.20
Metano1	CH_4O	4.55	1.214 × 10^{-2}	−0.0898 × 10^{-5}	−0.329 × 10^{-9}	491−1800	0.18	0.08
Etanol	C_2H_6O	4.75	2.781 × 10^{-2}	−0.7651 × 10^{-5}	0.821 × 10^{-9}	491−2700	0.40	0.22
Ácido clorhídrico	HCl	7.244	−0.1011 × 10^{-2}	0.09783 × 10^{-5}	−0.1776 × 10^{-9}	491−2740	0.22	0.08
Metano	CH_4	4.750	0.6666 × 10^{-2}	0.09352 × 10^{-5}	−0.4510 × 10^{-9}	491−2740	1.33	0.57
Etano	C_2H_6	1.648	2.291 × 10^{-2}	−0.4722 × 10^{-5}	0.2984 × 10^{-9}	491−2740	0.83	0.28
Propano	C_3H_8	-0.966	4.044 x 10^{-2}	-1.159 x 10^{-5}	1.300 x 10^{-9}	491-2740	0.40	0.12
n-Butano	C_4H_{10}	0.945	4.929 X 10^{-2}	− 1.352 x 10^{-5}	1.433 x 10^{-9}	491-2740	0.54	0.24
i-Butano	C_4H_{10}	− 1.890	5.520 X 10^{-2}	− 1.696 x 10^{-5}	2.044 X 10^{-9}	49 l-2740	0.25	0.13
n-Pentano	C_5H_{12}	1.618	6.028 X 10^{-2}	− 1.656 x 10^{-5}	1.732 X 10^{-9}	491-2740	0.56	0.21
n-Hexano	C_6H_{14}	1.657	7.328 × 10^{-2}	−2.112 × 10^{-5}	2.363 × 10^{-9}	491−2740	0.72	0.20
Etileno	C_2H_4	0.944	2.075 × 10^{-2}	−0.6151 × 10^{-5}	0.7326 × 10^{-9}	491−2740	0.54	0.13
Propileno	C_3H_6	0.753	3.162 × 10^{-2}	−0.8981 × 10^{-5}	1.008 × 10^{-9}	491−2740	0.73	0.17

Datos tomados de B.G. Kyle, ***Chemical and Process Thermodynamics***, Prentice Hall, Englewood, Cliffs, N.J., 1984 **(impreso con** autorización).

TABLA E.2 Propiedades del **aire a baja** presión considerado **gas ideal, unidades** en USCS

T, °F	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s_0, Btu/(lbm · °R)	P_0	v_0	c_p, Btu/(lbm · °R)	c_v, Btu/(lbm · °R)	k
−300	27.28	38.231	1.3098	0.1958	17,248.	0.2394	0.1708	1.402
−200	44.36	62.176	1.4262	1.0692	5,137.2	0.2394	0.1708	1.402
−100	61.46	86.130	1.5043	3.3357	2,280.8	0.2395	0.1709	1.401
0	78.56	110.09	1.5631	7.8574	1,237.5	0.2397	0.1711	1.401
77	91.12	128.56	1.6002	13.504	840.65	0.2401	0.1715	1.400
100	95.69	134.08	1.6103	15.641	756.91	0.2402	0.1716	1.400
200	112.89	158.15	1.6499	27.843	501.15	0.2412	0.1726	1.397
300	130.23	182.35	1.6840	45.807	350.80	0.2428	0.1742	1.394
400	147.77		1.7142	71.093	255.78	0.2450	0.1764	1.389
500	155.53	206.74	1.7413	105.52	192.37	0.2476	0.1790	1.383
600	183.57	231.37 236.27	1.7660	151.21	148.23	0.2505	0.1819	1.377
700	201.92	28 1.47	1.7887	210.60	116.48	0.2536	0.1850	1.371
800	220.58	306.99	1.8098	286.47	93.013	0.2568	0.1882	1.365
900	239.56	332.83	1.8295	381.97	75.295	0.2600	0.1914	1.358
1,000	258.85	358.99	1.8481	500.64	61.673	0.2631	0.1945	1.353
1,100	278.45	385.45	1.8656	646.40	51.038	0.2661	0.1975	1.347
1,200	298.34	412.20	1.8822	823.62	42.624	0.2689	0.2003	1.343
1,300	318.50	439.22	1.8980	1,037.1	35.891	0.2715	0.2029	1.338
1,400	338.93	466.50	1.9131	1,292.0	30.446	0.2740	0.2054	1.334
1,500	359.59	494.03	1.9275	1,594.1	26.003	0.2764	0.2078	1.330
1,600	380.48	521.78	1.9413	1,949.6	22.347	0.2785	0.2099	1.327
1,700	401.57	549.73	1.9546	2,365.0	19.316	0.2805	0.2119	1.324
1,800	422.87	577.88	1.9673	2,847.7	16.785	0.2824	0.2 138	1.321
1,900	444.34	606.22	1.9796	3,405.3	14.657	0.2842	0.2156	1.318
2,000	465.98	634.72	1.9914	4,046.1	12.859	0.2858	0.2172	1.316
2,100	487.77	663.37	2.0029	4,778.9	11.330	0.2873	0.2187	1.314
2,200	509.71	692.18	2.0139	5,613.0	10.023	0.2887	0.2201	1.312
2,300	531.79	721.11	2.0246	6,558.6	8.9005	0.2900	0.2214	1.310
2,400	554.00	750.18	2.0349	7,626.1	7.9320	0.2913	0.2227	1.308
2,500	576.33	779.37	2.0449	8,826.8	7.0926	0.2924	0.2238	1.307
2,600	598.77	808.67	2.0547	10,173.	6.3622	0.2935	0.2249	1.305
2,800	642.99	866.61	2.0733	13,350.	5.1648	0.2955	0.2269	1.302
3,000	689.53	926.87	2.09 10	17,268.	4.238 1	0.2973	0.2287	1.300
3,200	735.45	986.5 1	2.1077	22,045.	3.5116	0.2989	0.2303	1.298
3.400	78 1.67	1.046.5	2.1237	27,813.	2.9354	0.3004	0.2318	1.296
3,600	828.18	1,106.7	2.1389	34,718.	2.4735	0.3018	0.2332	1.294
3,800	874.95	1,167.1	2.1534	42,916.	2.0995	0.3030	0.2344	1.293
4,000	921.97	1,227.9	2.1674	52,578.	1.7942	0.3042	0.2356	1.291
4,200	969.20	1,288.9	2.1807	63,891.	1.5427	0.3053	0.2367	1.290
4,400	1,016.6	1,350.0	2.1936	77,052.	1.3341	0.3063	0.2377	1.289
4,600	1,064.3	1,411.4	2.2060	92,278.	1.1598	0.3072	0.2386	1.288
4,800	1,112.1	1,472.9	2.2179	109,800.	1.0133	0.3081	0.2395	1.286
5,000	1,160.1	1,534.6	2.2294	129,860.	0.8893	0.3089	0.2403	1.286

Propiedades generadas *con* el programa *GASPROPS*, Wiley **Professional** Software, Wiley, **Nueva** York, 1984.

TABLA E.3 Propiedades del **argón a baja presión considerado gas ideal, unidades** en **USCS**

T, °F	u_r, Btu/lbm	h_r, Btu/lbm	s_{0r}, Btu/(lbm · °R)	P_0	v_0	c_P, Btu/(lbm · °R)	c_v, Btu/(lbm · °R)	k
-300	11.914	19.857	0.7750	0.5837	7,979.2	0.1244	0.0746	1.667
-200	19.376	32.293	0.8355	1.9689	3,847.4	0.1244	0.0746	1.667
-100	26.837	44.729	0.8760	4.4455	2,360.1	0.1244	0.0746	1.667
0	34.299	57.165	0.9065	8.2088	1,633.5	0.1244	0.0746	1.667
77	40.046	66.744	0.9258	12.090	1,294.9	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	41.761	69.601	0.9310	13.427	1,215.9	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	49.222	82.037	0.9514	20.253	950.16	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	56.684	94.473	0.9690	28.822	768.88	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	64.146	106.91	0.9844	39.264	638.70	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	71.607	119.35	0.9980	51.697	541.52	0.1244	0.0746	1.667
600	79.069	131.78	1.0104	66.235	466.70	0.1244	0.0746	1.667
700	86.531	144.22	1.0216	82.985	407.66	0.1244	0.0746	1.667
800	93.992	156.65	1.0319	102.05	360.09	0.1244	0.0746	1.667
900	101.45	169.09	1.0414	123.52	321.10	0.1244	0.0746	1.667
1.000	108.92	181.53	1.0502	147.50	288.68	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	116.38	193.96	1.0584	174.08	261.36	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	123.84	206.40	1.0662	203.34	238.10	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	131.30	218.83	1.0734	235.36	218.10	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	138.76	231.27	1.0803	270.24	200.74	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	146.22	243.71	1.0868	308.05	185.34	0.1244	0.0746	1.667
1,600	153.68	256.14	1.0930	348.86	172.23	0.1244	0.0746	1.667
1,700	161.15	268.58	1.0989	392.76	160.40	0.1244	0.0746	1.667
1,800	168.61	281.01	1.1045	439.82	149.87	0.1244	0.0746	1.667
1,900	176.07	293.45	1.1099	490.11	140.45	0.1244	0.0746	1.667
2,000	183.53	305.89	1.1151	543.69	131.97	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	190.99	318.32	1.1201	600.65	124.31	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	198.46	330.76	1.1248	661.05	117.37	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	205.92	343.20	1.1294	724.95	111.05	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	213.38	355.63	1.1338	792.41	105.27	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	220.84	368.07	1.1381	863.52	99.984	0.1244	0.0746	1.667
2,600	228.30	380.50	1.1422	938.32	95.123	0.1244	0.0746	1.667
2,800	243.23	405.38	1.1501	1,099.2	86.504	0.1244	0.0746	1.667
3,000	258.15	430.25	1.1575	1,275.7	79.112	0.1244	0.0746	1.667
3,200	273.07	455.12	1.1645	1,468.1	72.716	0.1244	0.0746	1.667
3,400	288.00	479.99	1.1711	1,677.0	67.138	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	302.92	504.87	1.1774	1,902.8	62.239	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	317.84	529.74	1.1834	2,145.9	57.907	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	332.77	554.61	1.1891	2,406.7	54.056	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	347.69	579.48	1.1946	2,685.7	50.613	0.1244	0.0746	1.667
[illegible]	362.61	604.35	1.1998	2,983.2	47.521	0.1244	0.0746	1.667
4.600	377.54	629.23	1.2048	3,299.6	44.73 1	0.1244	0.0746	1.667
4,800	392.46	654.10	1.2096	3,635.5	42.204	0.1244	0.0746	1.667
5.000	407.33	678.97	1.2143	3.991.0	39.907	0.1244	0.0746	1.667

Propiedades generadas *con* el programa *GASPROPS,* Wiley **Professional** Software, Wiley, Nueva York, **1984.**

TABLA **E.4 Propiedades** del nitrógeno **a baja** presión **considerado** gas **ideal, unidades** en **USCS**

T, °F	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s_0, Btu/(lbm · °R)	P_0	v_0	c_P, Btu/(lbm · °R)	c_v, Btu/(lbm · °R)	k
-300	28.32	39.643	1.3327	0.1443	22,629.	0.2483	0.1173	1.400
-200	46.05	64.411	1.4535	0.7917	6,709.1	0.2483	0.1773	1.400
-100	63.80	89.309	1.5344	2.4781	2,969.0	0.2483	0.1774	1.400
0	81.54	114.15	1.5954	5.8497	1,607.5	0.2484	0.1774	1.400
77	95.20	133.27	1.6338	10.062	1,091.1	0.2485	0.1775	1.400
100	99.29	138.99	1.6443	11.655	982.28	0.2485	0.1776	1.399
200	117.07	163.86	1.6851	20.743	650.56	0.2490	0.1781	1.398
300	134.92	188.81	1.7204	34.075	456.06	0.2500	0.1791	1.396
400	152.90	213.89	1.7514	52.754	333.35	0.2516	0.1806	1.393
500	171.07	239.15	1.7792	78.059	251.49	0.2537	0.1828	1.388
600	189.47	264.64	1.8044	111.47	194.47	0.2563	0.1854	1.383
700	208.16	290.42	1.8277	154.68	153.36	0.2593	0.1883	1.377
800	227.14	316.50	1.8492	209.66	122.91	0.2624	0.1914	1.371
900	246.45	342.90	1.8694	278.59	99.838	0.2656	0.1947	1.364
1,000	266.08	369.62	1.8884	363.96	82.041	0.2688	0.1979	1.359
1,100	286.02	396.66	1.9063	468.53	68.096	0.2719	0.2010	1.353
1,200	306.27	424.01	1.9233	595.35	57.026	0.2750	0.2040	1.348
1,300	326.82	451.65	1.9394	747.79	48.137	0.2778	0.2069	1.343
1,400	347.65	479.57	1.9549	929.52	40.926	0.2806	0.2096	1.338
1,500	368.74	507.75	1.9696	1,144.5	35.025	0.2831	0.2122	1.334
1,600	390.08	536.18	1.9838	1,397.2	30.156	0.2855	0.2145	1.331
1,700	411.64	564.84	1.9974	1,692.2	26.108	0.2877	0.2168	1.327
1,800	433.42	593.72	2.0104	2,034.5	22.721	0.2898	0.2188	1.324
1,900	455.40	622.79	2.0230	2,429.6	19.868	0.2917	0.2207	1.321
2000	477.57	652.05	2.0352	2,883.2	17.452	0.2935	0.2225	1.319
2,100	499.90	681.48	2.0469	3,401.5	15.394	0.2951	0.2242	1.316
2,200	522.40	711.06	2.0582	3,991.1	13.632	0.2966	0.2257	1.314
2,300	545.04	740.80	2.0692	4,658.9	12.117	0.2981	0.2271	1.312
2,400	567.82	770.67	2.0799	5,412.3	10.808	0.2994	0.2285	1.311
2,500	590.73	800.68	2.0902	6,259.2	9.6729	0.3006	0.2297	1.309
2.600	613.75	830.80	2.1002	7,207.6	8.6838	0.3018	0.2308	1.307
2,800	660.13	891.36	2.1194	9,444.5	7.0603	0.3038	0.2329	1.305
3,000	706.90	952.32	2.1375	12,198.	5.8020	0.3057	0.2347	1.302
3200	754.00	1,013.6	2.1547	15,550.	4.8144	0.3072	0.2363	1.300
3,400	801.41	1,075.2	2.1711	19,591.	4.0302	0.3087	0.2377	1.298
3,600	849.08	1,137.1	2.1867	24,418.	3.4010	0.3099	0.2390	1.297
3,800	896.99	1,199.2	2.2017	30,138.	2.8912	0.3110	0.2401	1.295
4,000	945.11	1,261.5	2.2160	36,866.	2.4746	0.3120	0.2411	1.294
4,200	993.42	1,324.0	2.2297	44,726.	2.1312	0.3129	0.2420	1.293
4,400	1,041.9	1,386.6	2.2428	53,850.	1.8461	0.3138	0.2428	1.292
4.600	1.090.5	1.449.5	2.2555	64,380.	1.6077	0.3145	0.2436	1.291
4,800	1,139.3	1,512.4	2.2677	76,468.	1.4070	0.3152	0.2443	1.290
5,000	1,188.2	1,575.5	2.2795	90,275.	1.2372	0.3158	0.2449	1.290

Propiedades generadas *con* el programa *GASPROPS*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA **E.5** **Propiedades** del oxigeno • [illegible] **presión considerado** gas Ideal, **unidades en USCS**

T, °F	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s_0, Btu/(lbm · °R)	P_0	v_0	c_P, Btu/(lbm · °R)	c_v, Btu/(lbm · °R)	k
-300	24.79	34.705	1.2672	0.7280	5,124.7	0.2174	0.1553	1.400
−200	40.32	56.449	1.3730	3.9972	1,518.0	0.2174	0.1553	1.400
-100	55.86	78.195	1.4438	12.508	671.94	0.2175	0.1554	1.400
0	71.43	99.976	1.4973	29.568	363.26	0.2182	0.1561	1.398
7"	83.49	116.82	1.5312	5 1.020	245.79	0.2194	0.1573	1.395
10C	87.12	121.87	1.5404	59.183	220.97	0.2199	0.1578	1.394
200	103.03	144.00	1.5767	106.29	145.02	0.2227	0.1606	1.387
300	119.27	166.45	1.6084	177.04	100.27	0.2264	0.1643	1.378
400	135.91	189.29	1.6367	278.99	72.001	0.2305	0.1684	1.369
500	152.96	212.56	1.6623	421.29	53.227	0.2347	0.1726	1.360
600	170.43	236.24	1.6857	614.79	40.275	0.2389	0.1768	1.351
700	188.30	260.32	1.7074	872.14	31.070	0.2428	0.1807	1.344
800	206.55	284.78	1.7277	1,207.9	24.368	0.2463	0.1842	1.337
900	225.14	309.58	1.7466	1,638.7	19.387	0.2496	0.1875	1.331
1,000	244.04	334.68	1.7644	2,183.3	15.622	0.2525	0.1904	1.326
1,100	263.21	360.07	1.7813	2,862.4	12.732	0.2551	0.1930	1.322
1,200	282.64	385.70	1.7972	3,699.5	10.483	0.2575	0.1954	1.318
1,300	302.28	411.56	1.8123	4,720.0	8.7114	0.2596	0.1975	1.314
1,400	322.14	437.63	1.8267	5,952.2	7.3006	0.2616	0.1995	1.311
1,500	342.17	463.87	1.8405	7,426.9	6.1656	0.2633	0.2012	1.309
1,600	362.37	490.28	1.8536	9,177.6	5.2440	0.2649	0.2028	1.306
1,700	382.73	516.85	1.8662	11,241.	4.4893	0.2664	0.2043	1.304
1,800	403.22	543.55	1.8783	13,656.	3.8664	0.2677	0.2056	1.302
1,900	423.85	570.39	1.8899	16,467.	3.3484	0.2690	0.2069	1.300
2.000	444.60	591.35	1.9011	19.718.	2.9148	0.2702	0.2081	1.298
2,100	465.47	624.43	1.9119	23,460.	2.5495	0.2713	0.2092	1.297
2,200	486.45	651.62	1.9223	27,745.	2.2399	0.2724	0.2103	1.295
2,300	507.53	678.92	1.9324	32,632.	1.9761	0.2735	0.2114	1.294
2,400	528.72	706.32	1.9421	38,181.	1.7501	0.2745	0.2124	1.292
2,500	550.01	733.82	1.9516	44,458.	1.5556	0.2755	0.2134	1.291
2.600	571.40	761.42	1.9608	51.533.	1.3873	0.2765	0.2144	1.290
2,800	614.47	816.90	1.9783	68,381.	1.1139	0.2784	0.2163	1.287
3,000	657.92	872.77	1.9950	89,382.	0.9044	0.2803	0.2182	1.285
3.200	701.73	929.00	2.0108	115,280.	0.7418	0.2821	0.2200	1.282
3,400	745.9 1	985.60	2.0258	146,9 10.	0.6139	0.2839	0.22 18	1.280
3,600	790.45	1,042.6	2.0402	185,210.	0.5122	0.2857	0.2236	1.278
3,800	835.34	1,099.9	2.0540	231,230.	0.4305	0.2874	0.2253	1.276
4,000	880.58	1,157.5	2.0672	286,110.	0.3642	0.2891	0.2270	1.274
4,200	926.16	1,215.5	2.0799	351,160.	0.3101	0.2908	0.2287	1.272
4,400	972.06	1,273.9	2.0922	427,770.	0.2655	0.2924	0.2303	1.270
4,600	1,018.3	1,332.5	2.1040	517,510.	0.2285	0.2940	0.2319	1.268
4,800	1,064.8	1,391s	2.1154	622,060.	0.1976	0.2955	0.2334	1.266
5,000	1,111.7	1,450.7	2.1265	743,290.	0.1716	0.2970	0.2349	1.264

Propiedades generadas *cm el programa GASPROPS,* Wiley **Professional** Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA **E.6** **Propiedades** del vapor de agua **a baja presión** considerado **gas** ideal. **unidades en USCS**

T, °F	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s_0, Btu/(lbm · °R)	P_0	v_0	c_p, Btu/(lbm · °R)	c_v, Btu/(lbm · °R)	k
50	168.12	224.34	2.4802	0.0582	115,150.	0.4445	0.3342	1.330
77	177.15	236.35	2.4895	0.0610	115,720.	0.4453	0.3350	1.329
100	184.86	246.60	2.4896	0.0634	116,210.	0.4461	0.3358	1.328
200	218.66	29 1.43	2.5595	0.1194	72,654.	0.4507	0.3404	1.324
300	253.00	336.79	2.6584	0.2929	34,120.	0.4568	0.3465	1.318
400	288.00	382.83	2.7153	0.4907	23,049.	0.4640	0.3537	1.312
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.7825	16,134.	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	360.10	[illegible]	2.8140	1.1997	11,620.	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	397.68	[illegible]	2.8376	1.7820	8,561.0	[illegible]	[illegible]	[illegible]
800	435.92	574.87	[illegible]	2.5790	6,425.6	[illegible]	[illegible]	[illegible]
900	475.04	625.02	2.9367	3.6491	4,901 7	0.5060	0.3957	1.279
1,000	515.07	676.08	2.9729	5.068 1	3,788.9	0.5152	0.4048	1.272
1,100	556.02	728.06	3.0073	6.9246	2,963.1	0.5245	0.4142	1.266
1,200	597.9 1	780.98	3.0402	9.3293	2,340.3	0.5339	0.4236	1.260
1,300	640.74	834.84	3.0717	12.415	1,864.6	0.5433	0.4330	1.255
[illegible]	684.51	889.64	3.1020	16.341	1,497.1	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1,500	729.21	945.40	3.1312	21.284	1,211.3	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1,600	774.84	1,002.0	3.1594	27.490	985.67	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1,700	821.39	1,059.6	3.1867	35.027	806.98	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1,800	868.85	1,118.1	3.2132	44.744	664.38	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1,900	917.14	1,177.4	3.2389	56.491	549.51	0.5975	0.4872	1.226
2,000	966.21	1,237.6	3.2639	70.853	456.69	0.6057	0.4954	1.223
2,100	1,016.2	1,298.6	3.2882	88.311	381.30	0.6137	0.5034	1.219
2,200	1,066.9	1,360.3	3.3118	109.45	319.69	0.6213	0.5110	1.216
2,300	1,118.4	1,422.8	3.3349	134.89	269.14	0.6286	0.5183	1.213
2,400	1,170.0	1,486.0	3.3574	165.37	227.48	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,500	1,223.1	1,549.9	3.3793	201.79	192.95	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,600	1,277.0	1,614.5	3.4008	245.17	164.18	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,700	1,331.1	1,679.7	3.4217	296.32	140.28	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2,800	1,385.9	1,745.4	3.4424	357.48	119.96	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2.900	1,441.2	1,811.8	3.4617	425.76	103.81	0.6663	0.5560	1.198
3,000	1,497.1	1,878.7	3.4842	522.10	87.172	0.6716	0.5612	1.197
3,200	1,610.3	2,014.0	3.5199	722.06	66.616	0.6814	0.5711	1.193
3,400	1,725.5	2,151.2	3.5564	1,005.0	50.522	0.6904	0.5800	1.190
3,600	1,842.3	2,290.1	3.5915	1,381.5	38.658	0.6986	0.5882	1.188
[illegible]	1,960.7	2,430.6	3.6253	1,876.4	29.865	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4,000	2,080.6	2,572.5	3.6578	2,520.5	23.277	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4,200	2,201.7	2,715.7	3.6892	3,350.9	18.294	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4,400	2,324.1	2,860.2	3.7196	4,413.5	14.485	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4,600	2,447.7	3,005.8	3.7490	[illegible]	11.560	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4,800	2,572.3	3,152.5	3.7774	7,452.8	9.2841	0.7360	0.625-t	1.176
5,000	2,698.6	3,300.8	3.8049	9,559.1	7.5136	0.7409	0.6306	1.175

Propiedades generadas *con el programa GASPROPS*, Wiley **Professional** Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA E.7 **Propiedades** del **bióxido** de carbono a **baja presión considerado gas** ideal, **unidades** en **USCS**

T, °F	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s_0, Btu/(lbm · °R)	P_0	v_0	c_v, Btu/(lbm · °R)	c_p, Btu/(lbm · °R)	k
-300	18.07	25.278	0.9525	0.0145	353,760.	0.1583	0.1131	1.399
-200	30.10	41.823	1.0303	0.0812	102,820.	0.1632	0.1181	1.382
-100	41.87	58.109	1.0852	0.2741	42,172.	0.1757	0.1305	1.346
0	55.70	76.456	1.1301	0.7400	19.964.	0.1906	0.1454	1.310
77	67.31	91.543	1.1604	1.4496	11,898.	0.2017	0.1565	1.289
100	70.95	96.221	1.1690	1.7510	10,272.	0.2048	0.1596	1.283
200	87.56	117.35	1.2037	3.7764	5,613.9	0.2175	0.1723	1.262
300	105.37	139.67	1.2351	7.5842	3,219.1	0.2287	0.1836	1.246
400	124.23	163.03	1.2640	14.383	1,920.9	0.2386	0.1935	1.233
500	144.03	187.36	1.2908	26.010	1,185.8	0.2475	0.2024	1.223
600	164.67	212.52	1.3157	45.174	753.87	0.2555	0.2103	1.215
700	186.07	238.43	1.3391	75.792	491.72	0.2627	0.2175	1.208
800	208.15	265.03	1.3611	123.36	328.17	0.2691	0.2240	1.202
900	230.85	292.24	1.3819	195.47	223.55	0.2750	0.2299	1.196
1,000	254.10	320.01	1.4016	302.42	155.12	0.2803	0.2352	1.192
1,100	277.86	348.29	1.4203	457.95	109.45	0.2851	0.2400	1.188
1,200	302.16	377.03	1.4382	680.12	78.424	0.2895	0.2443	1.185
1,300	[illegible]	406.17	1.4552	992.79	56.962	0.2934	0.2483	1.182
1,400	[illegible]	435.69	1.4711	1,409.0	42.417	0.2970	0.2519	1.179
1,500	[illegible]	465.56	1.4888	1,752.9	36.992	0.3003	0.2551	1.177
1,600	402.73	495.73	1.4890	2,096.9	31.568	0.3032	0.2581	1.175
1,700	428.69	526.20	1.5166	3,860.8	17.977	0.3060	0.2608	1.173
1,800	454.90	556.93	1.5303	5,235.1	13.872	0.3084	0.2633	1.171
1,900	481.35	587.89	1.5441	7,098.7	10.683	0.3107	0.2656	1.170
2,000	507.99	619.05	1.5569	9,432.3	8.3805	0.3128	0.2676	1.169
2,100	534.83	650.43	1.5694	12,446.	6.6096	0.3146	0.2695	1.168
2,200	561.28	681.98	1.5815	16,264.	5.2556	0.3164	0.2712	1.166
2,300	589.08	713.69	1.5932	21,082.	4.2068	0.3180	0.2728	1.166
2,400	616.45	745.57	1.6045	27,080.	3.3937	0.3195	0.2743	1.165
2,500	643.97	777.60	1.6155	34,544.	2.7535	0.3209	0.2757	1.164
2,600	671.60	809.76	1.6262	43,774.	2.2463	0.3221	0.2770	1.163
2,700	699.33	842.00	1.6366	55,083.	1.8435	0.3233	0.2781	1.162
2,800	727.24	874.43	1.6467	68,876.	1.5210	0.3244	0.2793	1.162
2,900	755.34	907.04	1.6565	85,636.	1.2608	0.3255	0.2803	1.161
3000	783.48	939.70	1.6661	105 844.	1.0505	0.3265	0.2813	1.161
[illegible]	839.25	1,004.9	1.6845	159,051.	0.7395	0.3282	0.2831	1.160
[illegible]	897.59	1,071.8	1.7020	234,410.	0.5292	0.3298	0.2847	1.159
3,600	948.21	1,131.5	1.7187	339,340.	0.3845	0.3312	0.2861	1.158
3,800	1,007.9	1,200.2	1.7346	483,080.	0.2834	0.3325	0.2873	1.157
4,000	1,062.0	1,270.4	1.7499	678,010.	0.2114	0.3336	0.2884	1.157
4,200	1,126.2	1,336.6	1.7646	937,850.	0.1597	0.3347	0.2895	1.156
4,400	1,184.3	1,403.7	1.7787	1,280,900.	0.1219	0.3356	0.2905	1.155
4,600	1,242.5	1,470.9	1.7922	1,730,000.	0.0940	0.3365	0.2914	1.155
4,800	1,300.8	1,538.3	1.8053	2,310,700.	0.0732	0.3374	0.2922	1.155
5.000	1,359.4	1,605.9	1.8179	3,052,700.	0.0575	0.3382	0.2930	1.154

Propiedades generadas con el programa *GASPROPS*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA E.8 **Propiedades** del **agua saturada** - Tabla de temperatura, **unidades** en **USCS**

T_{sat}, °F	P_{sat}, psia	Volumen especifico, ft³/lbm v_l	v_{lg}	v_g	Energía Interna, Btu/lbm u_l	u_{lg}	u_g	Entalpía, Btu/lbm h_l	h_{lg}	h_g	Entropía, Btu/(lbm · °R) s_l	s_{lg}	s_g
40	0.12	0.01602	2,446.9	2,446.9	8.04	1,015.7	1,023.7	8.0	1,070.9	1,078.9	0.0161	2.1433	2.1594
50	0.18	0.01602	1,703.7	1,703.7	18.06	1,009.4	1,027.4	18.1	1,065.5	1,083.6	0.0360	2.0902	2.1262
60	0.26	0.01603	1,208.5	1,208.5	28.06	1,002.7	1,030.7	28.1	1,060.0	1,088.0	0.0555	2.0391	2.0946
70	0.36	0.01605	868.38	868.40	38.05	996.0	1,034.0	38.1	1,054.3	1,092.4	0.0746	1.9899	2.0645
80	0.51	0.01607	633.28	633.30	48.03	989.2	1,037.3	48.0	1,048.6	1,096.7	0.0933	1.9426	2.0359
90	0.70	0.01610	468.08	468.10	58.00	982.5	1,040.5	58.0	1,042.9	1,100.9	0.1116	1.8970	2.0086
100	0.95	0.01613	350.38	350.40	67.97	975.7	1,043.7	68.0	1,037.2	1,105.2	0.1295	1.8530	1.9826
110	1.27	0.01616	265.12	265.13	77.94	969.0	1,046.9	77.9	1,031.5	1,109.4	0.1472	1.8105	1.9577
120	1.69	0.01620	203.24	203.26	87.91	962.1	1,050.0	87.9	1,025.7	1,113.7	0.1645	1.7694	1.9339
130	2.22	0.01625	157.31	157.32	97.89	955.3	1,053.2	97.9	1,020.0	1,117.9	0.1815	1.7296	1.9112
140	2.89	0.01629	122.98	123.00	107.87	948.4	1,056.3	107.9	1,014.1	1,122.0	0.1983	1.6911	1.8894
150	3.72	0.01634	97.022	97.038	117.86	941.5	1,059.4	117.9	1,008.3	1,126.1	0.2148	1.6538	1.8686
160	4.74	0.01639	77.274	77.290	127.86	934.5	1,062.4	127.9	1,002.3	1,130.2	0.2311	1.6175	1.8486
170	5.99	0.01645	62.028	62.044	137.87	927.5	1,065.4	137.9	996.3	1,134.2	0.2471	1.5824	1.8295
180	7.51	0.01650	50.204	50.220	147.89	920.5	1,068.4	147.9	990.2	1,138.2	0.2629	1.5482	1.8111
190	9.34	0.01656	40.939	40.956	157.92	913.4	1,071.3	157.9	984.1	1,142.1	0.2785	1.5149	1.7934
200	11.53	0.01663	33.622	33.639	167.96	906.2	1,074.1	168.0	977.9	1,145.9	0.2938	1.4826	1.7764
210	14.12	0.01670	27.758	27.774	178.02	899.1	1,077.1	178.1	971.6	1,149.7	0.3090	1.4510	1.7600
220	17.19	0.01677	23.066	23.083	188.09	891.9	1,079.9	188.1	965.2	1,153.4	0.3239	1.4203	1.7442
230	20.78	0.01684	19.323	19.340	198.17	884.4	1,082.6	198.2	958.7	1,157.0	0.3387	1.3903	1.7290
240	24.97	0.01692	16.304	16.321	208.28	876.8	1,085.1	208.4	952.2	1,160.5	0.3532	1.3610	1.7142
250	29.83	0.01700	13.810	13.827	218.40	869.3	1,087.7	218.5	945.5	1,164.0	0.3676	1.3324	1.7000
260	35.43	0.01708	11.746	11.763	228.54	861.7	1,090.2	228.7	938.7	1,167.4	0.3818	1.3044	1.6862
270	41.86	0.01717	10.042	10.059	238.71	854.0	1,092.7	238.8	931.8	1,170.6	0.3958	1.2770	1.6729
280	49.20	0.01726	8.6273	8.6446	248.91	846.2	1,095.1	249.1	924.7	1,173.8	0.4097	1.2502	1.6599
290	57.55	0.01735	7.4400	7.4573	259.13	838.3	1,097.4	259.3	917.5	1,176.8	0.4234	1.2239	1.6473
300	67.00	0.01745	6.4426	6.4600	269.38	830.3	1,099.7	269.6	910.2	1,179.8	0.4370	1.1981	1.6351
310	77.66	0.01755	5.6047	5.6223	279.66	822.1	1,101.8	279.9	902.7	1,182.6	0.4504	1.1728	1.6232
320	89.63	0.01765	4.8961	4.9138	289.98	813.8	1,103.7	290.3	895.0	1,185.2	0.4637	1.1479	1.6116
330	103.03	0.01776	4.2894	4.3072	300.34	805.3	1,105.7	300.7	887.1	1,187.8	0.4769	1.1234	1.6003
340	117.97	0.01787	3.7692	3.7871	310.74	796.7	1,107.5	311.1	879.0	1,190.2	0.4900	1.0993	1.5892
350	134.56	0.01799	3.3233	3.3412	321.18	788.0	1,109.2	321.6	870.7	1,192.4	0.5029	1.0755	1.5784
360	152.95	0.01811	2.9392	2.9573	331.67	779.1	1,110.7	332.2	862.3	1,194.4	0.5158	1.0520	1.5678
370	173.26	0.01823	2.6058	2.6240	342.20	770.0	1,112.2	342.8	853.5	1,196.3	0.5285	1.0288	1.5574
380	195.62	0.01836	2.3161	2.3345	352.79	760.7	1,113.5	353.5	844.6	1,198.0	0.5412	1.0060	1.5472
390	220.19	0.01849	2.0643	2.0827	363.44	751.3	1,114.7	364.2	835.4	1,199.6	0.5538	0.9834	1.5372
400	247.09	0.01863	1.8444	1.8630	374.14	741.6	1,115.7	375.0	825.9	1,200.9	0.5663	0.9611	1.5274
410	276.48	0.01877	1.6511	1.6698	384.90	731.7	1,116.6	385.9	816.2	1,202.1	0.5787	0.9390	1.5177
420	308.52	0.01892	1.4808	1.4998	395.73	721.7	1,117.4	396.8	806.2	1,203.0	0.5911	0.9170	1.5081
430	343.37	0.01908	1.3307	1.3498	406.63	711.4	1,118.0	407.8	795.9	1,203.8	0.6034	0.8952	1.4986
440	381.19	0.01924	1.1976	1.2169	417.60	700.9	1,118.5	419.0	785.4	1,204.3	0.6157	0.8734	1.4891
450	422.15	0.01942	1.0791	1.0985	428.65	690.2	1,118.8	430.2	774.5	1,204.7	0.6279	0.8518	1.4797
460	466.43	0.01960	0.9746	0.9942	439.78	679.2	1,119.0	441.5	763.3	1,204.8	0.6401	0.8303	1.4704
470	514.20	0.01979	0.8834	0.9032	451.01	667.7	1,118.7	452.9	751.8	1,204.7	0.6522	0.8089	1.4611
480	565.66	0.01999	0.7997	0.8196	462.33	656.2	1,118.6	464.4	739.9	1,204.4	0.6644	0.7875	1.4518
490	620.99	0.02020	0.7234	0.7436	473.76	644.6	1,118.4	476.1	727.8	1,203.8	0.6765	0.7661	1.4426
500	680.40	0.02042	0.6545	0.6749	485.30	632.8	1,118.1	487.9	715.2	1,203.1	0.6886	0.7447	1.4333
510	744.09	0.02066	0.5929	0.6136	496.97	620.6	1,117.6	499.8	702.2	1,202.1	0.7007	0.7233	1.4240
520	812.26	0.02091	0.5379	0.5588	508.77	608.1	1,116.8	511.9	688.9	1,200.8	0.7128	0.7017	1.4145
530	885.14	0.02118	0.4885	0.5096	520.73	595.2	1,115.9	524.2	675.2	1,199.4	0.7250	0.6800	1.4050
540	962.95	0.02146	0.4437	0.4651	532.85	581.9	1,114.8	536.7	661.0	1.197.7	0.7372	0.6582	1.3954

TABLA E.8 **(continúa)**

°F$_{sat}$,	P_{sat}, psia	Volumen específico, ft³/lbm v_l	v_{lg}	v_g	Energía interna, Btu/lbm u_l	u_{lg}	u_g	Entalpía, Btu/lbm h_l	h_{lg}	h_g	Entropía, Btu/(lbm · °R) s_l	s_{lg}	s_g
550	1,045.9	0.02176	0.4027	0.4245	545.17	568.4	1,113.6	549.4	646.3	1,195.7	0.7495	0.6361	1.3856
560	1,134.3	0.02208	0.3652	0.3873	557.68	548.7	1,106.4	562.3	625.4	1,187.7	0.7618	0.6138	1.3757
570	1,228 4	0.02243	0.3309	0.3533	570.43	532.9	1,103.3	575.5	608.1	1,183.6	0.7743	0.5912	1.3655
580	1,328.3	0.02279	0.2994	0.3222	583.44	516.4	1,099.8	589.0	590.0	1,179.0	0.7869	0.5681	1.3550
590	1,431.4	0.02318	0.2705	0.2936	596.75	499.2	1,096.0	602.9	570.8	1,173.7	0.7997	0.5445	1.3442
600	1,543.2	0.02359	0.2438	0.2674	610.38	481.0	1,091.3	617.1	550.6	1,167.7	0.8128	0.5202	1.3330
610	1,661.6	0.02411	0.2191	0.2433	624.35	461.7	1,086.0	631.8	529.1	1,160.8	0.8261	0.4952	1.3213
620	1,786.9	0.02465	0.1962	0.2208	638.73	441.2	1,080.0	646.9	506.1	1,153.0	0.8397	0.4693	1.3090
630	1,919.5	0.02526	0.1746	0.1998	653.55	419.4	1,073.0	662.5	481.5	1,144.0	0.8537	0.4421	1.2959
640	2,059.9	0.02595	0.1543	0.1802	668.86	396.1	1,065.0	678.8	454.9	1,133.7	0.8682	0.4136	1.2818
650	2,208.4	0.02674	0.1350	0.1618	684.72	371.0	1,055.7	695.6	426.2	1,121.9	0.8833	0.3834	1.2667
660	2,365.7	0.02768	0.1166	0.1443	702.78	341.7	1,044s	714.9	392.8	1,107.7	0.8990	0.3511	1.2501
670	2,532.2	0.02883	0.0987	0.1275	721.23	309.2	1,030.4	734.7	355.4	1,090.2	0.9155	0.3156	1.2311
680	2,708.6	0.03037	0.0808	0.1112	742.14	270.6	1,012.8	757.4	311.1	1,068.5	0.9328	0.2754	1.2083
690	2,895.7	0.03256	0.0621	0.0946	767.05	222.9	989.9	784.5	256.1	1,040.6	0.9512	0.2298	1.1810
700	3,094.3	0.03697	0.0382	0.0752	801.23	150.9	952.1	822.4	172.8	995.2	0.9708	0.1651	1.1359
705.6	3,204.1	0.0500	0	0.0500	872.57	0	872.6	902.5	0	902.5	1.0581	0	1.0581

Propiedades generadas con el programa *STEAMCALC,* Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA E.9 Propiedades del agua saturada • Tabla de presión, unidades en USCS

P_{sat}, psia	T_{sat}, °F	Volumen específico, ft³/lbm v_l	v_{lg}	v_g	Energía interna, Btu/lbm u_l	u_{lg}	u_g	Entalpía, Btu/lbm h_l	h_{lg}	h_g	Entropía, Btu/(lbm · °R) s_l	s_{lg}	s_g
[illegible]	101.7	0.01613	333.47	333.48	69.7 1	974.5	1,044.2	69.7	1,036.2	1,105.9	0.1326	1.8455	1.9782
3	141.5	0.01630	118.70	118.72	109.34	947.4	1,056.7	109.4	1,013.3	1,122.6	0.2008	1.6855	1.8863
5	162.2	0.01640	73.516	73.533	130.10	933.0	1,063.1	130.1	1,001.0	1,131.1	0.2347	1.6096	1.8443
7	176.8	0.01648	53.623	53.639	144.73	922.7	1,067.4	144.7	992.2	1,136.9	0.2579	1.5589	1.8168
9	188.3	0.01655	42.380	42.398	156.19	914.6	1,070.8	156.2	985.2	1,141.4	0.2758	1.5206	1.7964
11	197.8	0.01661	35.126	35.143	165.70	907.8	1,073.5	165.7	979.3	1,145.0	0.2904	1.4898	1.7802
13	205.9	0.01667	30.017	30.033	173.88	902.0	1,075.9	173.9	974.2	1,148.1	0.3028	1.4639	1.7667
14.70	212.0	0.01671	26.732	26.748	180.03	897.6	1,077.7	180.1	970.3	1,150.4	0.3120	1.4448	1.7568
15	213.0	0.01672	26.220	26.236	181.07	896.9	1,078.0	181.1	969.7	1,150.8	0.3135	1.4416	1.7552
20	228.0	0.01683	20.020	20.037	196.11	886.0	1,082.1	196.2	960.1	1,156.2	0.3357	1.3964	1.7320
25	240.1	0.01692	16.285	16.302	208.35	876.8	1,085.1	208.4	952.1	1,160.6	0.3533	1.3608	1.7141
30	250.3	0.01700	13.735	13.752	218.74	869.0	1,087.8	218.8	945.3	1,164.1	0.3681	1.3315	1.6995
35	259.3	0.01708	11.882	11.899	227.81	862.2	1,090.0	227.9	939.2	1,167.1	0.3808	1.3064	1.6872
40	267.2	0.01715	10.480	10.497	235.91	856.1	1,092.0	236.0	933.7	1,169.7	0.3920	1.2845	1.6765
45	274.4	0.01721	9.3829	9.4001	243.23	850.5	1,093.8	243.4	928.7	1,172.0	0.4020	1.2651	1.6671
50	281.0	0.01727	8.4986	8.5158	249.93	845.4	1,095.3	250.1	924.0	1,174.1	0.4111	1.2475	1.6586
55	287.1	0.01733	7.7673	7.7847	256.12	840.6	1,096.7	256.3	919.7	1,176.0	0.4194	1.2316	1.6510
60	292.7	0.01738	7.1535	7.1709	261.89	836.1	1,098.0	262.1	915.6	1,177.6	0.4271	1.2169	1.6440
65	298.0	0.01743	6.6317	6.6492	267.29	831.9	1,099.2	267.5	[illegible]	[illegible]	0.4342	1.2033	1.6376
70	302.9	0.01748	6.1832	6.2007	272.37	827.9	1,100.3	272.6	[illegible]	[illegible]	0.4409	1.1907	1.6316
75	307.6	0.01753	5.7937	5.8112	277.18	824.1	1,101.3	277.4	904.5	1,181.9	0.4472	1.1788	1.6260
80	312.0	0.01757	5.4520	5.4696	281.75	820.4	1,102.2	282.0	901.1	1,183.1	0.4531	1.1677	1.6208
85	316.2	0.01761	5.1495	5.1671	286.10	816.9	1,103.0	286.4	897.9	1,184.3	0.4587	1.1572	1.6159
90	320.3	0.01766	4.879 1	4.8967	290.25	813.5	1,103.8	290.5	894.8	1,185.3	0.464 1	1.1472	1.6113
95	324.1	0.01770	4.6355	4.6532	294.24	810.3	1,104.5	294.5	891.8	1.186.3	0.4692	1.1378	1.6069

TABLA E.9 (continúa)

P_{sat}, psia	T_{sat}, °F	Volumen específico, ft³/lbm			Energía interna, Btu/lbm			Entalpía, Btu/lbm			Entropía, Btu/(lbm · °R)		
		v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
100	327.8	0.01774	4.4150	4.4327	298.06	807.1	1,105.2	298.4	888.8	1,187.2	0.4740	1.1287	1.6028
110	334.8	0.01781	4.0315	4.0493	305.29	801.2	1,106.5	305.7	883.3	1,188.9	0.4832	1.1118	1.5950
120	341.2	0.01789	3.7100	3.7279	312.03	795.6	1,107.7	312.4	878.0	1,190.4	0.4916	1.0963	1.5879
130	347.3	0.01796	3.4367	3.4547	318.36	790.3	1,108.7	318.8	873.0	1,191.8	0.4994	1.0818	1.5813
140	353.0	0.01802	3.2015	3.2196	324.34	785.3	1,109.6	324.8	868.2	1,193.0	0.5068	1.0684	1.5752
150	358.4	0.01809	2.9967	3.0148	330.00	780.4	1,110.4	330.5	863.6	1,194.1	0.5137	1.0557	1.5695
160	363.5	0.01815	2.8163	2.8344	335.38	775.8	1,111.2	335.9	859.2	1,195.1	0.5203	1.0438	1.5641
170	368.4	0.01821	2.6561	2.6743	340.51	771.4	1,111.9	341.1	854.9	1,196.0	0.5265	1.0325	1.5590
180	373.1	0.01827	2.5130	2.5313	345.43	767.1	1,112.6	346.0	850.8	1,196.9	0.5324	1.0218	1.5542
190	377.5	0.01832	2.3846	2.4029	350.15	763.0	1,113.1	350.8	846.8	1,197.6	0.5380	1.0117	1.5497
200	381.8	0.01838	2.2686	2.2870	354.68	759.0	1,113.7	355.4	843.0	1,198.3	0.5434	1.0019	1.5454
250	400.9	0.01864	1.8250	1.8436	375.16	740.6	1,115.7	376.0	825.0	1,201.0	0.5675	0.9590	1.5265
300	417.3	0.01888	1.5242	1.5431	392.83	724.3	1,117.1	393.9	808.9	1,202.8	0.5878	0.9229	1.5107
350	431.7	0.01911	1.3068	1.3259	408.50	709.5	1,118.0	409.7	794.2	1,203.9	0.6055	0.8914	1.4969
400	444.6	0.01932	1.1415	1.1608	422.66	695.9	1,118.6	424.1	780.4	1,204.5	0.6213	0.8635	1.4848
450	456.3	0.01953	1.0119	1.0314	435.62	683.3	1,118.9	437.5	767.5	1,204.8	0.6355	0.8383	1.4738
500	467.0	0.01973	0.9100	0.9297	447.63	67 1.1	1,118.7	449.5	755.3	1,204.7	0.6486	0.8153	1.4639
550	476.9	0.01993	0.8245	0.8445	458.85	659.7	1,118.5	460.9	743.6	1,204.5	0.6606	0.7940	1.4547
600	486.2	0.020 12	0.7515	0.7716	469.40	649.0	1,118.4	471.6	732.4	1,204.1	0.6719	0.7742	1.446 1
650	494.9	0.02031	0.6888	0.7091	479.38	638.8	1,118.2	481.8	721.7	1,203.5	0.6824	0.7557	1.4381
700	503.1	0.02050	0.6348	0.6553	488.88	629.0	1,117.9	491.5	711.2	1,202.8	0.6923	0.7381	1.4304
750	510.8	0.02068	0.5881	0.6088	497.95	619.5	1,117.5	500.8	701.1	1,202.0	0.7017	0.7215	1.4232
800	518.2	0.02087	0.5473	0.5682	506.65	610.3	1,117.0	509.7	691.3	1,201.1	0.7106	0.7056	1.4162
850	525.2	0.02105	0.5114	0.5324	515.02	601.3	1,116.3	518.3	681.8	1,200.1	0.7192	0.6904	1.4096
900	532.0	0.02123	0.4793	0.5006	523.09	592.6	1,115.7	526.6	672.4	1,199.1	0.7274	0.6758	1.4031
950	538.4	0.02141	0.4506	0.4720	530.91	584.1	1,115.0	534.7	663.3	1,198.0	0.7352	0.6617	1.3969
1,000	544.6	0.02 160	0.4244	0.4460	538.48	575.8	1,114.3	542.5	654.3	1,196.8	0.7428	0.6481	1.3909
1,100	556.3	0.02 196	0.3787	0.4007	553.02	554.5	1,107.5	557.5	631.6	1,189.1	0.7572	0.6221	1.3794
1,200	567.2	0.02233	0.3401	0.3625	566.86	537.5	1,104.3	571.8	613.0	1,184.8	0.7708	0.5975	1.3683
1,300	577.5	0.02270	0.3071	0.3298	580.13	520.8	1,100.9	585.6	594.7	1,180.3	0.7837	0.5740	1.3577
1,400	587.1	0.02307	0.2785	0.3016	592.91	504.3	1,097.2	598.9	576.4	1,175.3	0.7960	0.5513	1.3473
1,500	596.3	0.02344	0.2535	0.2769	605.29	487.9	1,093.2	611.8	558.2	1,170.0	0.8079	0.5293	1.3372
1,600	605.0	0.02387	0.2313	0.2551	617.31	471.5	1,088.8	624.4	540.0	1,164.4	0.8194	0.5079	1.3272
1,700	613.3	0.02428	0.2114	0.2357	629.05	455.2	1,084.2	636.7	521.7	1,158.4	0.8305	0.4868	1.3173
1,800	621.2	0.02472	0.1934	0.2181	640.55	438.7	1,079.3	648.8	503.1	1,151.9	0.8414	0.4660	1.3074
1,900	628.9	0.02519	0.1770	0.2022	651.84	422.1	1,074.0	660.7	484.4	1,145.1	0.8521	0.4453	1.2974
2:Ooo	636.2	0.02567	0.1619	0.1876	662.95	405.4	1,068.4	672.5	465.3	1,137.8	0.8626	0.4247	1.2873
2,100	643.2	0.02619	0.1480	0.1742	673.92	388.5	1,062.4	684.1	446.0	1,130.1	0.8730	0.4041	1.2771
2,200	650.0	0.02674	0.1350	0.1618	685.52	370.5	1,056.0	696.4	425.4	1,121.9	0.8833	0.3834	1.2667
2,300	656.6	0.02734	0.1229	0.1502	696.79	352.1	1,048.9	708.4	404.4	1,112.9	0.8935	0.3625	1.2560
2,400	[illegible]	0.02799	0.1114	0.1394	708.07	333.0	1,041.0	720.5	382.4	1,102.9	0.9037	0.3411	1.2449
2,500	[illegible]	0.02859	0.1021	0.1307	717.59	315.7	1,033.3	730.8	363.0	1,093.8	0.9123	0.3226	1.2349
[illegible]	[illegible]	0.02938	0.0917	0.1211	729.03	295.0	1,024.0	743.2	339.1	1,082.3	0.9222	0.3005	1.2227
[illegible]	[illegible]	0.03029	0.0817	0.1119	741.07	272.6	1,013.7	756.2	313.4	1,069.6	0.9320	0.2775	1.2094
[illegible]	[illegible]	0.03134	0.0717	0.1030	753.91	248.5	1,002.4	770.2	285.7	1,055.8	0.9418	0.2535	1.1953
2,900	690.2	0.03262	0.0616	0.0942	767.67	221.6	989.3	785.2	254.7	1,039.9	0.9516	0.2287	1.1803
3,000	695.3	0.03426	0.0508	0.0850	782.90	190.0	972.9	801.9	218.1	1,020.1	0.9615	0.2002	1.1616
3,204.1	705.6	0.0500	0	0.0500	872.57	0	872.6	902.5	0	902.5	1.0581	0	1.0581

Propiedades generadas con el programa STEAMCALC, Wiley Profesional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

TABLA **E.10** **Propiedades** del **vapor sobrecalentado, unidades en USCS**

P, psia	*T*, °F	*v*, ft³/lbm	*u*, Btu/lbm	*h*, Btu/lbm	*s*, Btu/(lbm · °R)
(T_{sat} = 101.7°F					
	200	392.52	1,077.8	1,150.4	2.05 12
	300	452.26	1,112.1	1,195.8	2.1153
	400	511.92	1,147.0	1,241.7	2.1720
	500	571.54	1,182.5	1,288.3	2.2233
	600	631.14	1,218.8	1,335.6	2.2702
	700	690.72	1,256.0	1,383.8	2.3137
	800	750.31	1,294.0	1,432.8	2.3542
	900	809.89	1,332.8	1,482.7	2.3923
	1,000	[illegible]	1,372.5	1,533.4	[illegible]
	1,100	[illegible]	1,413.2	1,585.1	[illegible]
	1,200	988.61	1,454.7	1,637.1	2.4952
	1,300	1,048.2	1,497.2	1,691.2	2.5265
	1,400	1,107.8	1,540.6	1,745.6	2.5566
	1,500	1,167.3	1,585.0	1,801.0	2.5856
	1.600	1,226.9	1,630.3	1,857.4	2.6137
5 (T_{sat} = 162.2°F)					
	200	78.146	1,076.4	1,148.8	1.8718
	300	90.241	1,111.4	1,194.9	1.9370
	400	102.24	1,146.6	1,241.2	1.9942
	500	114.21	1,182.3	1,287.9	2.0456
	600	126.15	1,218.7	1,335.4	2.0927
	700	138.09	1,255.8	1,383.6	2.1361
	800	150.01	1,293.8	1,432.6	2.1767
	900	161.94	1,332.7	1,482.5	2.2148
	[illegible]	173.86	[illegible]	1,533.3	2.2509
	[illegible]	185.78	[illegible]	1,585.0	[illegible]
	1,200	197.70	1,454.7	1.637.6	2.3178
	1,300	209.62	1,497.2	(691.1	2.349 1
	1,400	221.54	1,540.6	1,745.6	2.3792
	1,500	233.45	1,585.0	1,801.0	2.4082
	1,600	245.37	1.630.3	1,857.3	2.4363
10 (T_{sat} = 193.2°F)					
	200	38.844	1,074.7	1,146.6	1.7927
	300	44.986	1,110.6	1,193.9	1.8595
	400	5 1.034	1,146.1	1,240.5	1.9172
	500	57.041	1,181.9	1,287.5	1.9689
	600	63.028	1,218.4	1,335.1	2.0160
	[illegible]	69.005	[illegible]	1,383.4	[illegible]
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,432.4	2.1002
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,482.4	[illegible]
	[illegible]	86.910	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	[illegible]	92.874	[illegible]	1,584.9	2.2086
	1,200	98.837	1,454.6	1,637.5	2.2413
	1,300	104.80	1,497.1	1,691.0	2.2727
	1,400	110.76	1,540.5	1,745.5	2.3028
	1,500	116.72	1,584.9	1,800.9	2.3318
	1,600	122.68	1,630.2	1,857.2	2.3598

P, psia	*T*, °F	*v*, ft³/lbm	*u*, Btu/lbm	*h*, Btu/lbm	*s*, Btu/(lbm · °R)
14.70 (T_{sat} = 212.0°F)					
	300	30.524	1,109.8	1,192.8	1.8160
	400	34.670	1,145.6	1,23(.9	1.8742
	500	38.774	1,181.6	1,28 1	1.926 1
	600	42.857	1,218.2	1,334.	1.9734
	700	46.931	1,255.5	1,383.1	2.0170
	800	50.999	1,293.6	1,432.3	2.0576
	900	55.064	1,332.5	1,482.2	[illegible]
	1,000	59.126	1,372.3	1,533.1	2.1319
	1,100	63.187	1,412.9	1,584.8	2.1662
	1,200	67.246	1,454.5	1,637.4	2.1989
	1,300	71.304	1,497.0	1,691.0	2.2302
	1,400	75.361	1,540.5	1,745.4	2.2603
	1,500	79.418	1,584.9	1,800.8	2.2893
	1,600	83.474	1,630.2	1,857.2	2.3 174
25 (T_{sat} = 240.1°F)					
	300	17.829	1,108.0	1,190.4	1.7550
	400	20.307	1,144.6	1,238.5	1.8144
	500	22.741	1,180.9	1,286.2	1.8668
	600	25.154	1,217.7	1,334.1	1.9144
	700	21.557	1,255.1	1,382.6	1.9581
	800	29.955	1,293.3	1,431.8	1.9988
	900	32.349	1,332.2	1,481.9	2.0371
	1,000	34.740	1,372.1	1,532.8	2.0732
	1,100	37.130	1,412.8	1,584.5	2.1075
	1,200	39.519	1,454.4	1,637.2	2.1402
	1,300	4 1.906	1.496.9	1,690.8	2.1715
	1,400	44.293	11540.4	1,745.3	2.2017
	1,500	46.679	1,584.7	1,800.7	2.2307
	1,600	49.064	1,630.1	1,857.1	2.2588
50 (T_{sat} = 281.0°F)					
	300	8.7695	1,103.1	1,184.3	1.6721
	400	10.062	1,141.9	1,235.0	1.7349
	500	11.307	1,179.2	1,283.9	1.7887
	600	12.529	1,216.5	1,332.4	1.8368
	700	13.741	1,254.2	1,381.4	1.8809
	800	14.947	1,292.6	1,430.9	1.9219
	900	16.150	[illegible]	1,481.1	1.9602
	1,000	17.350	1,371.6	1,532.1	1.9964
	1,100	18.549	1,412.3	1,584.0	2.0308
	1,200	19.746	1,454.0	1,636.7	2.0636
	1,300	20.942	1,496.6	1,690.3	2.0949
	1,400	22.137	1,540.0	1,744.9	2.1251
	1,500	23.332	1,584.5	1,800.3	2.1542
	1,600	24.526	1,629.8	1,856.8	2.1822

TABLA E. 10 **(continúa)**

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
75 (T_{sat} = 307.6°F)					
	400	6.6452	1,139.2	1,231.4	1.6869
	500	7.4944	1,177.5	1,281.5	1.7421
	600	8.3205	1,215.3	1,330.8	1.7910
	700	9.1356	1,253.3	1,380.1	1:8354
	800	9.9447	1,291.8	1,429.9	1.8766
[redacted]					
	1,400	14.752	1,539.7	1,744.)	2.0802
	1,500	15.550	1,584.2	1,800.0	2.1093
	1,600	16.347	1,629.6	1,856.4	2.1374
100 (T_{sat} = 327.8 'F)					
	400	4.9349	1,136.2	1,227.5	1.6518
	500	5.5878	1,175.7	1,279.1	1.7085
	600	6.2161	1,214.0	1,329.1	1.7581
	700	6.8328	1.252.4	1.378.8	1.8029
	800	7.4435	1,291.1	1,428.8	1.8443
	900	8.0506	1,330.5	1,479.4	1.8829
	1,000	8.6552	1,370.6	1,530.7	1.9193
	1,100	9.2581	1,411.5	1,582.8	1.9538
	1,200	9.8597	1,453.2	1,635.7	1.9867
	1,300	10.460	1,495.9	1,689.4	2.0182
	1,400	11.060	1,539.4	1,744.1	2.0484
	1,500	11.659	1,583.9	1,799.7	2.0775
	1,600	12.257	1,629.3	1,856.1	2.1056
12.5 (T_{sat} 5344.3-F)					
	400	3.9073	1,133.1	1,223.5	1.6235
	500	4.4434	1,173.9	1,276.6	1.6820
	600	4.9533	1.212.8	1.327.4	1.7323
	700	5.4511	1,251.4	1,377.5	1.7775
	800	5.9427	1,290.4	1,427.8	1.8191
	900	6.4307	1,329.9	1,478.6	1.8579
	1,000	6.9162	1,370.1	1,530.0	1.8944
	1,100	7.4000	1,411.0	1,582.2	1.9290
	1,200	7.8824	1,452.8	1,635.2	1.9619
	1,300	8.3637	1,495.5	1,689.0	1.9934
	1,400	8.8442	1,539.1	1,743.7	2.0236
	1,500	9.3240	1,583.6	1,799.3	2.0527
	1,600	9.803 1	1,629.1	1,855.8	2.0809

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
150 (T_{sat} = 358.4°F)					
	400	3.2209	1,129.9	1,219.3	1.5995
	500	3.6800	1,172.0	1,274.1	1.6599
	600	4.1112	1,211.5	1,325.6	1.7 109
	700	4.5299	1,250.5	1,376.2	1.7566
	800	4.9422	1,289.6	1,426.8	1.7984
[redacted]					
	1,400	7.3672	1,538.8	1,743.3	2.0033
	1,500	1.1675	1,583.3	1,799.0	2.0325
	1,600	8.1673	1,628.8	1,855.5	2.0606
175 (T_{sat} = 370.8°F)					
	400	2.7295	1,126.5	1,214.9	1.5784
	500	3.1343	1,170.0	1,271.5	1.6408
	600	3.5097	1,210.2	1,323.9	1.6927
	700	3.8719	1.249.5	1.374.9	1.7388
	800	4.2275	1,288.9	1,425.8	1.7808
	900	4.5794	1,328.7	1,477.0	1.8199
	1,000	4.9288	1,369.0	1,528.9	1.8566
	1,100	5.2764	1,410.2	1,581.0	1.8913
	1,200	5.6227	1,452.1	1,634.2	1.9243
	1,300	5.9679	1,494.9	1,688.1	1.9559
	1,400	6.3122	1,538.5	1,742.9	1.9862
	1,500	6.6558	1,583.1	1,798.6	2.0 154
	1,600	6.9988	1,628.6	1,855.2	2.0435
200 (T_{sat} = 381.8°F)					
	400	2.3599	1,123.0	1,210.3	1.5594
	500	2.7247	1,168.0	1,268.9	1.6240
	600	3.0584	1.208.9	1,322.1	1.6767
	700	3.3783	1,248.6	1,373.6	1.7232
	800	3.6915	1,288.1	1,424.8	1.7655
	900	4.0009	1,328.0	1,476.1	1.8047
	1,000	4.3077	1,368.5	1,528.0	1.8415
	1,100	4.6128	1,409.7	1,580.4	1.8763
	1.200	4.9165	1.451.7	1.633.7	1.9094
	1,300	5.2191	1,494.5	1,687.7	1.9410
	1,400	5.5209	1,538.2	1,742.5	1.9713
	1,500	5.8220	1,582.8	1,798.3	2.0005
	1,600	6.1224	1,628.3	1,854.9	2.0287

P, psia	*T*, °F	*v*, ft³/lbm	*u*, Btu/lbm	*h*, Btu/lbm	*s*, Btu/(lbm · °R)
225 (T_{sat} = 391.8°F)					
	400	2.0715	1,119.2	1,205s	1.5419
	500	2.4058	1,166.0	1,266.1	1.6088
	600	2.7072	1,207.5	1,320.3	1.6625
	700	2.9944	1,247.6	1,372.3	1.7094
	800	3.2746	1,287.4	1,423.7	1.7519
	900	3.5509	1,327.4	1,475.3	1.7913
	1,000	3.8247	1,368.0	1,527.3	1.8282
	1,100	4.0967	1,409.3	1,579.8	1.8630
	1,200	4.3673	1,451.3	1,633.1	1.8962
	1,300	4.6368	1,494.2	1,687.2	1.9278
	1,400	4.9055	1,537.9	1,742.1	1.9582
	1,500	5.1735	1,582.5	1,797.9	1.9874
	1,600	5.4408	1,628.0	1,854.6	2.0156
250 (T_{sat} = 400.9°F)					
	500	2.1504	1,163.9	1,263.4	1.5949
	600	2.4262	1,206.2	1,318.4	1.6495
	700	2.6872	1.246.6	1.370.9	1.6969
	800	2.9411	1,286.6	1,422.7	1.7397
	900	3.1909	1,326.8	1,474.4	1.7793
	1,000	3.4382	1,367.5	1,526.6	1.8162
	1,100	3.6837	1,408.8	1,579.3	1.8512
	1,200	3.9279	1,450.9	1,632.6	1.8843
	1,300	4.1710	1,493.8	1,686.8	1.9160
	1,400	4.4132	1,537.6	1,741.7	1.9464
	1,500	4.6546	1,582.2	1,797.6	1.9756
	1,600	4.8956	1,627.8	1,854.3	2.0038
275 (T_{sat} = 409.4°F)					
	500	1.9411	1,161.7	1,260.5	1.5821
	600	2.1962	1,204.8	1,316.6	1.6377
	700	2.4359	1,245.6	1,369.6	1.6855
	800	2.6681	1,285.9	1,421.7	1.7286
	900	2.8964	1,326.2	1,473.6	1.7683
	1,000	3.1220	1,367.0	1,525.9	1.8054
	1,100	3.3459	1,408.4	1,578.7	1.8404
	1,200	3.5684	1,450.5	1,632.1	1.8736
	1,300	3.7898	1,493.5	1,686.3	1.9053
	1,400	4.0103	1,537.3	1,741.4	1.9357
	1,500	4.2302	1,582.0	1,797.2	1.9650
	1,600	4.4494	1,627.5	1,854.0	1.9932
300 (T_{sat} = 417.3°F)					
	500	1.7665	1,159.5	1,257.6	1.5701
	600	2.0045	1,203.4	1,314.7	1.6268
	700	2.2264	1,244.6	1,368.2	1.6751
	800	2.4407	1,285.1	1,420.6	1.7184
	900	2.6509	1,325.6	[illegible]	[illegible]
	1,000	2.8586	1,366.5	[illegible]	[illegible]
	1,100	3.0044	1,408.0	[illegible]	[illegible]
	1,200	3.2688	1,450.2	[illegible]	[illegible]
	1,300	3.4722	1,493.1	[illegible]	[illegible]
	1,400	3.6747	1,537.0	1,741.0	1.9260
	1,500	3.8764	1,581.7	1,796.9	1.9552
	1,600	4.0776	1,627.3	1,853.6	1.9835
350 (T_{sat} = 431.7-F)					
	500	1.4914	1,154.9	1,251.5	1.5481
	600	1.7028	1,200.5	1,310.8	1.6070
	700	1.8971	1,242.6	1,365.5	1.6563
	800	2.0833	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	900	2.2652	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,000	2.4445	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,100	2.6220	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,200	2.7981	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,300	2.9730	1 492 4	1,685.0	1.8781
	1,400	3.1472	1,536.3	1,740.2	1.9086
	1,500	3.3206	1,581.1	1,796.2	1.9380
	1,600	3.4934	1,626.8	1,853.0	1.9663
400 (T_{sat} = 444.6°F)					
	500	1.2842	1,150.0	1,245.1	1.5281
	600	1.4763	1,197.6	1.306.8	1.5894
	700	1.6500	1,240.5	l-362.7	1.6398
	800	1.8152	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	900	1.9739	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,000	2.1340	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,100	2.2902	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,200	2.4450	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	1,300	2.5987	1,491.8	1,684.1	1.8630
	1,400	2.7515	1,535.7	1,739.4	1.8936
	1,500	2.9037	1,580.5	1,795.5	1.9230
	1,600	3.0552	1,626.2	1,852.4	1.9513

TABLA E. 1 0 (continúa)

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
450 (T_{sat} = 456.3°F)					
	500	1.1222	1,144.9	1,238.3	1.5095
	600	1.2999	1,194.5	1,302.8	1.5735
	700	1.4577	1.238.4	1.359.8	1.6250
	800	1.6066	1,280.4	1,414.2	1.6699
	900	1.7509	1,321.9	1,467.7	1.7108
	1,000	1.8924	1,363.4	1,521.0	1.7486
	1,100	2.0321	1,405.3	1,574.5	1.7841
	1,200	2.1704	1,447.8	1,628.6	1.8177
	1,300	2.3075	1.491.1	1.683.2	1.8497
	1,400	2.4438	1,535.1	1,738.6	1.8803
	1,500	2.5794	1,580.0	1,794.8	1.9097
	1,600	2.7145	1,625.7	1,851.8	1.9381
500 (T_{sat} = 467.0°F)					
	500	0.99 19	1,139.4	1,231.2	1.4919
	600	1.1584	1,191.4	1,298.6	1.5588
	700	1.3038	1,236.3	1,356.9	1.6115
	800	1.4397	1,278.8	1,412.0	1.6571
	900	1.5709	1,320.6	1,465.9	1.6982
	1,000	1.6992	1,362.3	1,519.5	1.7363
	1,100	1.8257	1,404.4	1,573.3	1.7719
	1,200	1.9507	1,447.0	1,627.5	1.8056
	1.300	2.0746	1.490.4	1.682.3	1.8377
	1,400	2.1977	1,534.5	1,737.8	1.8683
	1,500	2.3200	1,579.4	1,794.1	1.8978
	1,600	2.44 18	1,625.2	1,851.2	1.9262

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
550 (T_{sat} = 476.9°F)					
	500	0.8846	1,133.6	1,223.7	1.4750
	600	1.0425	1,188.2	1,294.3	1.5451
	700	1.1777	1,234.1	1,354.0	1.5990
	800	1.3031	1,277.2	1,409.8	1.6452
	900	1.4236	1,319.3	1,464.2	1.6868
	1,000	1.5411	1,361.3	1,518.1	1.7250
	1,100	1.6567	1,403.5	1,572.1	1.7608
	1,200	1.7709	1,446.3	1,626.5	1.7946
	1.300	1.8841	1,489.7	1,681.4	1.8268
	11400	1.9963	1,533.9	1,737.0	1.8575
	1,500	2.1078	1,578.9	1,793.4	1.8870
	1,600	2.2188	1,624.7	1,850.5	1.9155
600 (T_{sat} = 486.2°F)					
	500	‘0.7944	1,127.5	1,215.7	1.4586
	550	0.8746	1,158.3	1,255.4	1.4990
	600	0.9456	1,184.8	1.289.8	1.5323
	650	1.0109	1,209.0	1,321.3	1.5613
	700	1.0726	1,231.9	1,351.0	1.5875
	750	1.1318	1,254.0	1,379.7	1.6117
	800	1.1893	1,275.6	1,407.6	1.6343
	850	1.2455	1,296.9	1,435.2	1.6558
	900	1.3008	1.318.0	1.462.5	1.6762
	950	1.3554	1,339.1	1,489.6	1.6958
	1,000	1.4094	1,360.2	1,516.7	1.7147
	1,050	1.4629	1,381.4	1,543.8	1,7330
	1.100	1.5160	1.402.6	1.570.9	1.7507
	1,150	1.5687	1,424.0	1,598.1	1.7678
	1,200	1.6212	1,445.5	1,625.5	1.7846
	1,250	1.6733	1,467.1	1,652.9	1.8009
	1,300	1.7253	1,489.0	1,680.5	1.8168
	1,350	1.7770	1,511.0	1,708.3	1.8323
	1,400	1.8285	1.533.2	1.736.3	1.8476
	1,450	1.8798	1,555.7	(764.4	1.8625
	1,500	1.9310	1,578.3	1,792.7	1.8771
	1,550	1.9820	1,601.1	1,821.2	1.8915
	1,600	2.0329	1,624.2	1,849.9	1.9056

TABLA E. 10 (continúa)

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
800 (T_{sat} = 518.2-F)					
	550	0.6151	1,138.7	1,229.7	1.4467
	600	0.6774	1,170.4	1,270.6	1.4863
	650	0.7323	1,197.7	1,306.1	1.5190
	700	0.7828	1,222.7	1,338.6	1.5476
	750	0.8303	1,246.2	1,369.1	1.5734
	800	0.8759	1,268.9	1,398.5	1.5972
	850	0.9200	1,291.0	1,427.2	1.6195
	900	0.9631	1,312.8	1,455.4	1.6406
	950	1.0054	1,334.4	1,483.2	1.6608
	1,000	1.0470	1,355.9	1,510.9	1.6801
	1,050	1.0882	1,377.4	1,538.5	1.6987
	1,100	1.1289	1,399.0	1,566.1	1.7166
	1 150	1.1692	1,420.6	1,593.7	1.7341
	1,200	1.2093	1,442.3	1,621.3	1.7510
	1,250	1.2490	1,464.2	1,649.1	1.7674
	1,300	1.2886	1,486.2	1,677.0	1.7835
	1,350	1.3279	1,508.4	1,705.0	1.7992
	1,400	1.3670	1,530.7	1,733.1	1.8145
	1,450	1.4059	1,553.3	1,761.4	1.8296
	1,500	1.4446	1,576.0	1,789.9	1.8443
	1,550	1.4833	1,599.0	1,818.6	1.8587
	1,600	1.5217	1,622.1	1,847.4	1.8729
1,000 (T_{sat} = 544.6°F)					
	550	0.4535	1,114.9	1,198.8	1.3967
	600	0.5138	1,153.7	1,248.8	1.4450
	650	0.5636	1,185.2	1,289.5	1.4826
	700	0.6080	1,212.7	1,325.2	1.5141
	750	0.6489	1,238.0	1,358.1	1.5418
	800	0.6875	1,261.9	1,389.1	1.5670
	850	0.7245	1,284.9	1,419.0	1.5902
	900	0.7603	1,307.4	1,448.1	1.6121
	950	0.7953	1,329.6	1,476.7	1.6327
	1,000	0.8296	1,351.6	1,505.1	1.6525
	1,050	0.8633	1,373.4	1,533.2	1.6714
	1,100	0.8966	1,395.3	1,561.2	1.6897
	1,150	0.9296	1,417.2	1,589.2	1.7074
	1,200	0.9622	1,439.1	1,617.2	1.7245
	1,250	0.9945	1,461.2	1,645.2	1.7411
	1,300	1.0266	1,483.4	1,673.4	1.7573
	1,350	1.0584	1,505.7	1,701.6	1.7732
	1,400	1.0901	1,528.2	1,729.9	1.7886
	1,450	1.1216	1,550.9	1,758.4	1.8037
	1,500	1.1529	1,573.8	1,787.1	1.8186
	1.550	1.1840	1,596.8	1,815.9	1.8331
	1,600	1.2151	1,620.1	1,844.9	1.8473

P. mia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h. Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
1,200 (T_{sat} = 567.2°F)					
	600	0.4016	1,134.4	1,223.6	1.4054
	650	0.4497	1,171.2	1,271.1	1.4492
	700	0.4906	1,202.0	1,310.9	1.4843
	750	0.5273	1,229.3	1,346.4	1.5143
	800	0.5615	1,254.6	1,379.3	1.5409
	850	0.5939	1,278.6	1,410.5	1.5652
	900	0.6250	1,301.9	1,440.7	1.5879
	950	0.6551	1,324.7	1,470.1	1.6091
	1,000	0.6845	1,347.1	1,499.1	1.6293
	1,050	0.7134	1,369.4	1,527.8	1.6487
	1,100	0.7418	1,391.6	1,556.3	1.6672
	1,150	0.7698	1,413.7	1,584.7	1.6851
	1,200	0.7974	1,435.9	1,613.0	1.7025
	1,250	0.8248	1,458.2	1,641.3	1.7193
	1,300	0.8519	1,480.6	1,669.7	1.7357
	1,350	0.8788	1,503.1	1,698.2	1.7516
	1,400	0.9055	1,525.7	1,726.8	1.7672
	1,450	0.9320	1,548.5	1,755.5	1.7824
	1,500	0.9584	1,571.5	1,784.3	1.7973
	1,550	0.9846	1,594.6	1,813.3	1.8119
	1,600	1.0107	1,618.0	1,842.4	1.8262
1,400 (T_{sat} = 587.1°F)					
	600	0.3176	1,111.9	1,194.2	1.3652
	650	0.3667	1,155.5	1,250.6	1.4172
	700	0.4059	1,190.3	1,295.4	1.4567
	750	c.4400	1,220.0	1,334.0	1.4893
	800	0.4712	1,246.9	1,369.0	1.5177
	850	0.5004	1,272.1	1,401.8	1.5432
	900	0.5282	1,296.2	1,433.1	1.5666
	950	0.5549	1,319.6	1,463.4	1.5886
	1,000	0.5809	1,342.6	1,493.1	1.6092
	1,050	0.6063	1,365.3	1,522.3	1.6290
	1,100	0.6312	1,387.F	1,551.3	1.6478
	1,150	0.6556	1,410.2	1.580.1	1.6660
	1,200	0.6798	1,432.7	1,608.8	1.6835
	1,250	0.7036	1,455.2	1,637.4	1.7006
	1,300	0.7272	1,477.7	1,666.1	1.7171
	1,350	0.7505	1,500.4	1,694.8	1.7332
	1,400	0.7737	1,523.2	1,723.6	1.7489
	1,450	0.7967	1,546.1	1,752.5	1.7642
	1,500	0.8195	1,569.2	1,781.5	1.7792
	1,550	0.8421	1,592.4	1,810.6	1.7939
	1,600	0.8647	1,615.9	1,839.9	1.8083

TABLA E. 10 **(continúa)**

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
1,600 (T_{sat} = 6050°F)					
	650	0.3026	1,137.9	1,227.5	1.3853
	700	0.3415	1,177.5	1,278.6	1.4303
	750	0.374 1	1,210.2	1,320.9	1.466 1
	800	0.4032	1,239.0	1,358.3	1.4964
	850	0.4301	1,265.4	1,392.8	1.5232
	900	0.4555	1,290.4	1,425.3	1.5476
	950	0.4797	1,314.5	1,456.5	1.5702
	1,000	0.5031	1,338.0	1,487.0	1.5914
	1,050	0.5259	1,361.1	1,516.8	1.6115
	1,100	0.5482	1,384.0	1,546.3	1.6307
	1,150	0.5700	1,406.7	1,575.5	1.6491
	1,200	0.5915	1,429.4	1,604.5	1.6669
	1,250	0.6127	1,452.1	1,633.5	1.684 1
	1,300	0.6336	1,474.8	1,662.5	1.7008
	1,350	0.6544	1,497.7	1,691.4	1.7170
	1,400	0.6748	1,520.6	1,720.4	1.7328
	1,450	0.6952	1,543.7	1,749.5	1.7482
	1,500	0.7153	1,566.9	1,778.7	1.7633
	1,550	0.7353	1,590.3	1,808.0	1.7781
	1,600	0.7552	1,613.8	1,837.4	1.7926
1,800 (T_{sat} = 621.2°F)					
	650	0.2505	1,118.1	1,201.5	1.3526
	700	0.2906	1,163.4	1,260.2	1.4044
	750	0.3224	1,199.6	1,307.0	1.4439
	800	0.3500	1,230.6	1,347.2	1.4765
	850	0.3753	1,258.4	1,383.4	1.5047
	900	0.3988	1,284.5	1,417.3	1.5301
	950	0.4212	1,309.3	1,449.6	1.5534
	1,000	0.4426	1,333.3	1,480.8	1.5752
	1,050	0.4634	1,356.9	1,511.2	1.5957
	1,100	0.4836	1,380.1	1,541.2	1.6152
	1,150	0.5035	1,403.2	1,570.9	1.6340
	1,200	0.5229	1,426.1	1,600.3	1.6520
	1,250	3.5420	1,449.0	1,629.6	1.6693
	1,300	0.5609	1,472.0	1,658.8	1.6862
	1,350	0.5795	1,494.9	1 688.0	1.7025
	1,400	0.5980	1,518.0	1,717.2	1.7185
	1,450	0.6162	1,541.2	1,746.5	1.7340
	1,500	0.6343	1,564.6	1,775.8	1.7492
	1,550	0.6522	1,588.0	1,805.3	1.7640
	1,600	0.6701	1,611.7	1,834.9	1.7786
2,000 (T_{sat} = 636.2°F)					
	650	0.2056	1,095.9	1,172.0	1.3184
	700	0.2488	1,148.0	1,240.1	1.3785
	750	0.2805	1,188.3	1,292.1	1.4224
	800	0.3073	1.221.7	1.335.4	1.4576
	850	0.3312	1,251.2	1,373.8	1.4874
	900	0.3534	1,278.3	1,409.1	1.5139
	950	0.3742	1,303.9	1,442.4	1.5380
	1,000	0.3942	1,328.6	1,474.5	1.5603
	1,050	0.4134	1,352.6	1,505.6	1.5813
	1,100	0.4320	1,376.2	1,536.1	1.6011
	1,150	0.4502	1,399.6	1,566.2	1.6201
	1,200	0.4680	1,422.8	1,596.0	1.6384
	1,250	0.4855	1,445.9	1,625.6	1.6559
	1,300	0.5027	1,469.1	1,655.1	1.6730
	1,350	0.5197	1,492.2	1,684.6	1.6895
	1,400	0.5365	1,515.4	1,714.0	1.7055
	1,450	0.5531	1,538.8	1,743.5	1.7212
	1,500	0.5695	1,562.2	1,773.0	1.7364
	1,550	0.5858	1,585.8	1,802.6	1.7513
	1,600	0.6020	1,609.6	1,832.4	1.7660
2,500 (T_{sat} = 668.1°F)					
	700	0.1681	1,102.6	1,180.4	1.3105
	750	0.2032	1,156.0	1,250.0	1.3694
	800	0.2293	1,197.5	1,303.5	1.4127
	850	0.25 14	1,231.9	1,348.2	1.4475
	900	0.2712	1,262.3	1,387.7	1.477 1
	950	0.2896	1,290.1	1,424.1	1.5034
	1,000	0.3068	1,316.4	1,458.3	1.5273
	1,050	0.3232	1,341.7	1,491.2	1.5494
	1,100	0.3390	1,366.3	1,523.2	1.5702
	1,150	0.3543	1,390.5	1,554.4	1.5900
	1,200	0.3692	1,414.4	1,585.2	1.6088
	1,250	0.3837	1,438.1	1,615.6	1.6269
	1,300	0.3980	1,461.7	1,645.9	1.6443
	1,350	0.4 120	1,485.3	1,676.0	1.6612
	1,400	0.4259	1 508.9	1 706.0	1.6775
	1,450	0.4395	1,532.6	1,735.9	1.6934
	1,500	0.4529	1,556.4	1,765.9	1.7089
	1,550	0.4663	1,580.3	1,796.0	1.7241
	1,600	0.4794	1,604.3	1,826.1	1.7389

TABLA E.10 (continúa)

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
3,000 (T_{sat} = 695.3°F)					
	700	0.1006	1,047.4	1,103.2	1.2329
	750	0.1483	1,117.0	1,199.3	1.3141
	800	0.1760	1,169.4	1,267.1	1.3691
	850	0.1975	1.210.5	1.320.1	1.4104
	900	0.2161	1,245.0	1,364.9	1.4439
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,404.8	1.4728
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,441.7	1.4984
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,476.5	1.5219
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,509.9	1.5437
	[illegible]	[illegible]	1,381.2	1,542.4	1.5642
	1,200	0.3033	1,405.8	1,574.2	1.5836
	1,250	0.3159	1,430.2	1,605.6	1.6022
	1,300	0.3283	1,454.3	1,636.5	1.6201
	1,350	0.3403	1,478.4	1,667.3	1.6373
	1,400	0.3522	1,502.4	1,697.9	1.6540
	[illegible]	[illegible]	1,526.4	1,728.4	1.6702
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,758.8	1.6859
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,789.3	1.7013
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,819.8	1.7163
3,500					
	800	0.1364	1,136.7	1,225.1	1.3243
	850	0.1584	1,186.6	1,289.1	1.3742
	900	0.1764	1,226.3	1,340.5	1.4127
	950	0.1922	1,260.2	1,384.7	1.4446
	1,000	0.2066	1,290.6	1,424.4	1.4723
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,461.4	1.4972
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,496.5	1.5201
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,530.3	1.5414
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,563.2	1.5615
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,595.4	1.5807
	1,300	0.2785	1,446.8	1,627.1	1.5990
	1,350	0.2891	1,471.3	1,658.6	1.6166
	1,400	0.2995	1,495.7	1,689.7	1.6336
	1,450	0.3098	1,520.1	1,720.8	1.6500
	1,500	0.3199	1,544.5	1,751.7	1.6660
	1,550	0.3298	1,569.0	1,782.6	1.6816
	1,600	0.3395	1,593.5	1,813.4	1.6968

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h. Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
4,000					
	800	0.1053	1,098.2	1,176.1	1.2766
	850	0.1284	1,159.6	1,254.7	1.3378
	900	0.1463	1,206.0	1,314.3	1.3825
	950	0.1616	1,244.0	1,363.6	1.4181
	1,000	0.1752	1,277.0	1,406.7	1.4482
	1 050	0.1877	1,307.0	1,446.0	1.4746
	1,100	0.1994	1,335.2	1,482.8	1.4987
	1,150	0.2105	1,362.2	1,518.0	1.5208
	1,200	0.2211	1,388.4	1,552.0	1.5416
	1,250	0.2313	1,414.0	1,585.1	1.5613
	1,300	0.2411	1,439.2	1,617.7	1.5801
	1,350	0.2507	1,464.2	1,649.8	1.5981
	1,400	0.2601	1,489.0	1,681.6	1.6154
	1,450	0.2693	1,513.8	1,713.1	1.6322
	1,500	0.2783	1,538.5	1,744.5	1.6484
	1,550	0.2872	1,563.3	1,775.8	1.6642
	1,600	0.2959	1,588.1	1,807.1	1.6795
4,500					
	800	0.080 1	1,052.1	1,118.8	1.2244
	850	0.1047	1,128.9	1,216.1	1.3002
	900	0.1227	1,183.9	1,286.1	1.3527
	950	0.1377	1.226.8	1.341.4	1.3926
	1,000	0.1507	1,262.8	1,388.3	1.4254
	1,050	0.1626	1,294.9	1,430.3	1.4536
	1,100	0.1736	1,324.5	1,469.0	1.4788
	1,150	0.1839	1,352.5	1,505.6	1.5019
	1,200	0.1937	1,379.5	1,540.7	1.5235
	1,250	0.2031	1,405.7	1,574.8	1.5437
	1,300	0.2121	1,431.5	1,608.2	1.5629
	1,350	0.2209	1,457.0	1,641.0	1.5813
	1,400	0.2295	1,482.3	1,673.4	1.5990
	1,450	0.2379	1,507.4	1,705.5	1.6 160
	1,500	0.2460	1,532.5	1,737.3	1.6325
	1,550	0.2541	1,557.5	1,769.1	1.6485
	1,600	0.2620	1,582.6	1,800.7	1.6640

TABLA E.10 **(continúa)**

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)	P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
5,000											
	800	0.0598	996.0	1,051.3	1.1659		1,250	0.1806	1,397.4	1,564.5	1.5274
	850	0.0855	1,093.6	1,172.8	1.2605		1,300	0.1890	1,423.8	1,598.7	1.5471
	900	0.1038	1,159.5	1,255.6	1.3226		1,350	0.1971	1,449.8	1,632.2	1.5659
	950	0.1185	1,208.5	1,318.1	1.3678		1,400	0.2050	1,475.4	1,665.2	1.5839
	1,000	0.1312	1,248.1	1,369.5	1.4036		1,450	0.2127	1,500.9	1,697.8	1.6012
	1,050	0.1425	1,282.4	1,414.2	1.4338		1,500	0.2203	1,526.4	1,730.2	1.6179
	1,100	0.1529	1,313.5	1,455.0	1.4603		1,550	0.2276	1,551.7	1,762.3	1.6341
	1,150	0.1626	1,342.6	1,493.1	1.4844		1,600	0.2349	1,577.1	1,794.4	1.6499
	1,200	0.1718	1,370.5	1,529.4	1.5066						

Propiedades generadas *con el programa STEAMCALC*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1984.

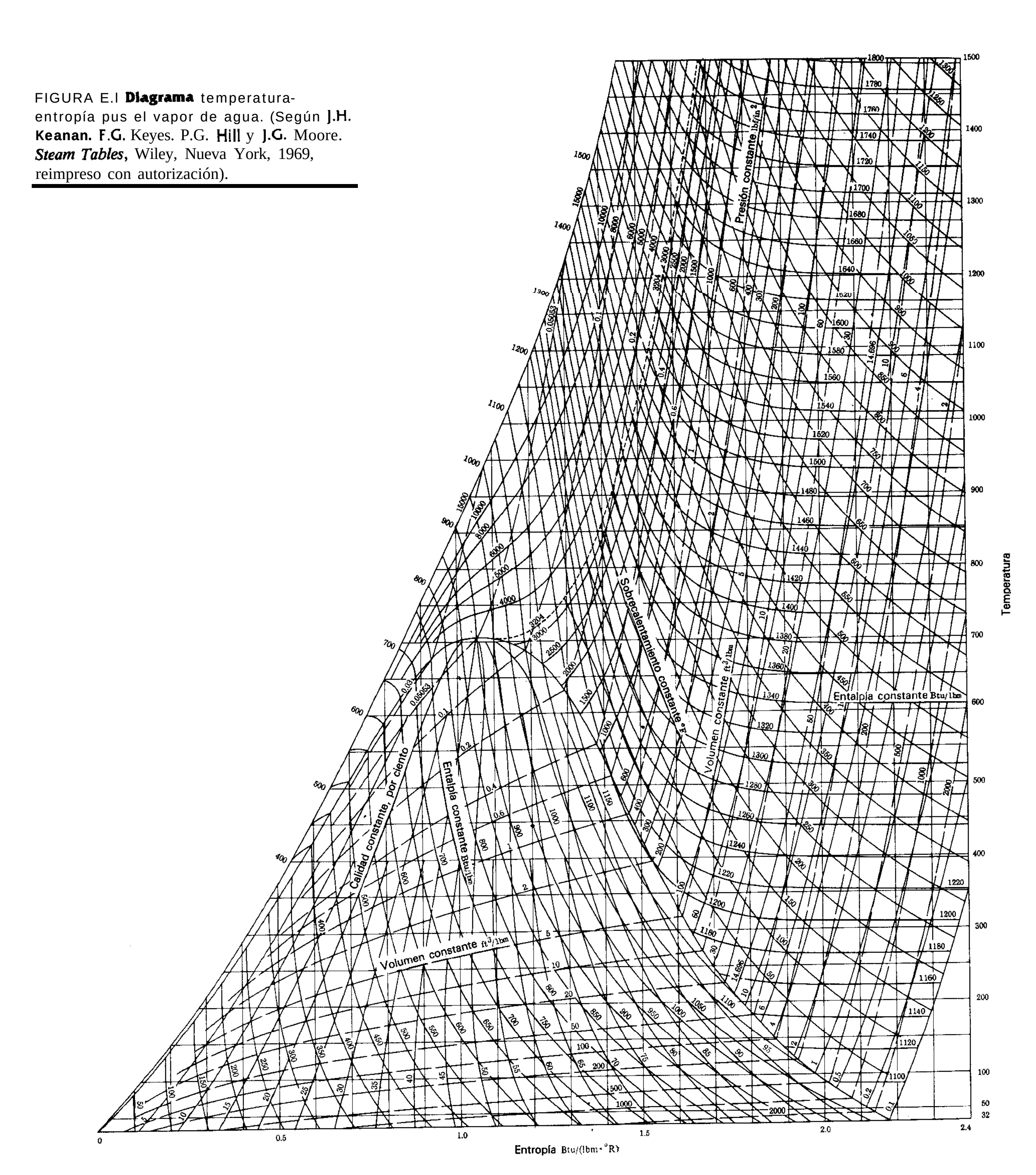


FIGURA E.l **Diagrama** temperatura-entropía pus el vapor de agua. (Según **J.H. Keanan. F.G.** Keyes. P.G. **Hill** y **J.G.** Moore. ***Steam Tables***, Wiley, Nueva York, 1969, reimpreso con autorización).

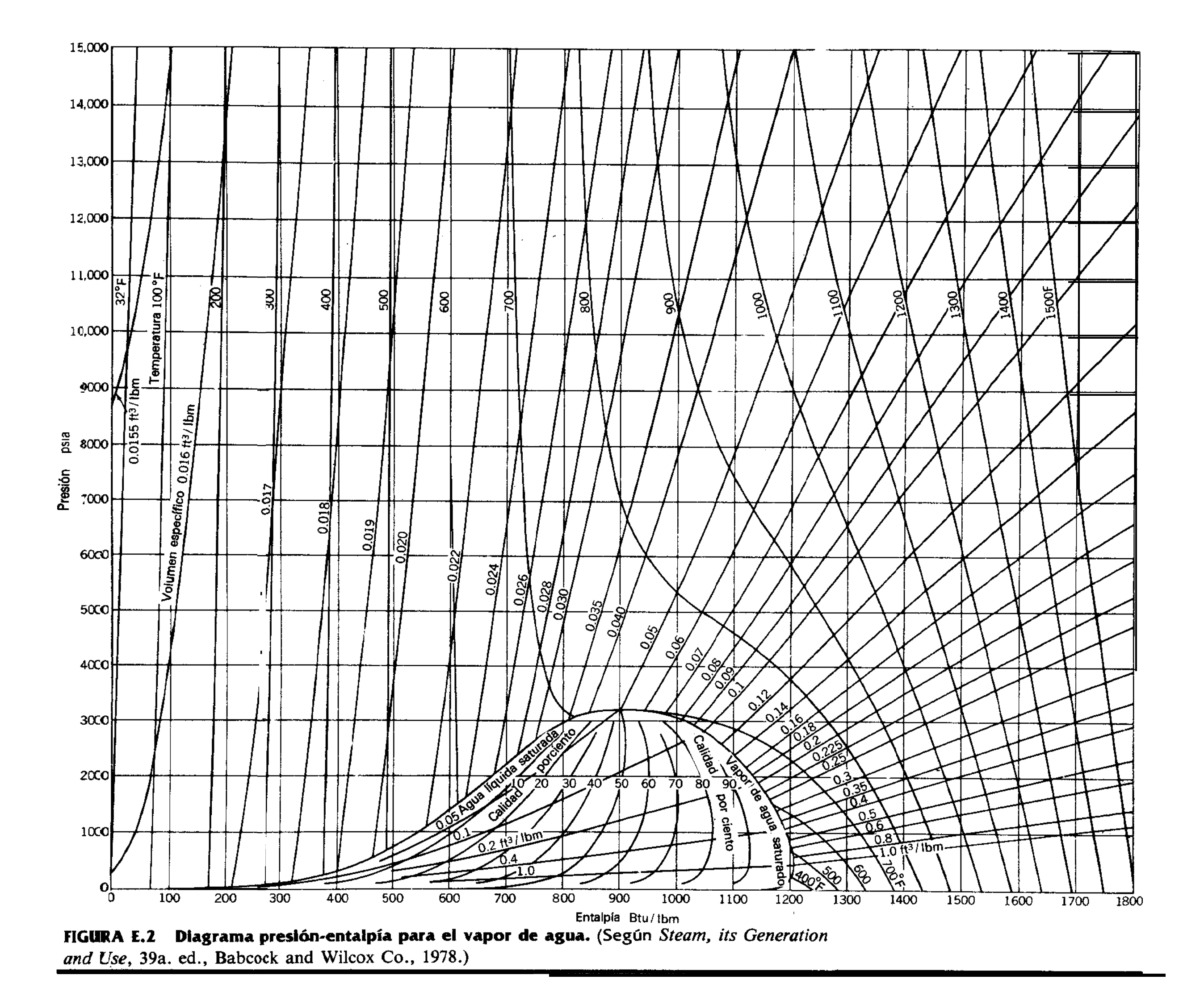


FIGURA E.2 Diagrama presión-entalpía para el vapor de agua. (Según *Steam, its Generation and Use*, 39a. ed., Babcock and Wilcox Co., 1978.)

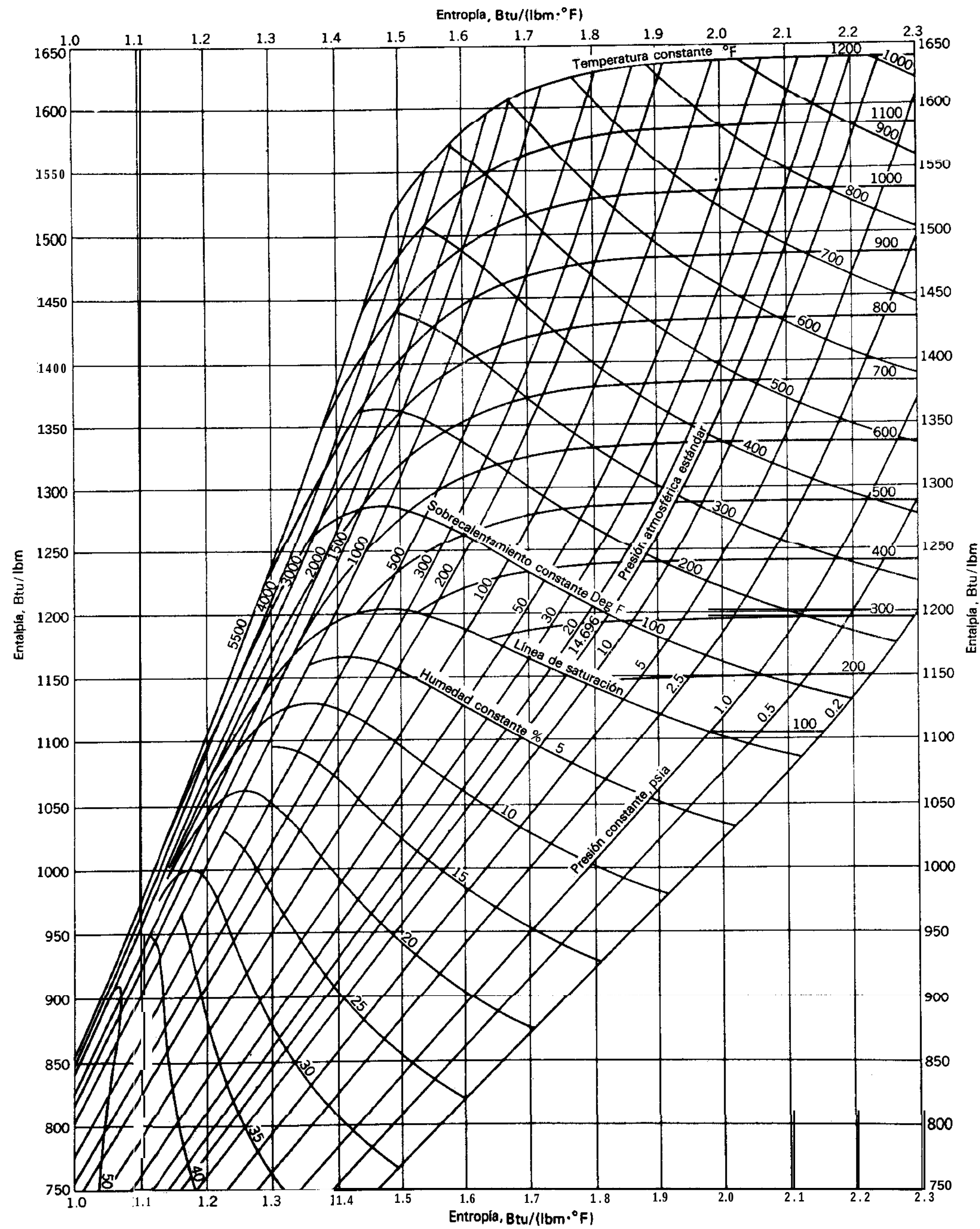


FIGURA E.3 Diagrama de **Mollier para** *el vapor* de agua. (Según *Steam, its Generation and Use,* 39a. ed., Babcock and Wilcox Co., 1978.)

Estado de referencia $h_l = s_l = 0$ a -40°F

		Volumen específico ft³/lbm			Energía Interna Btu/lbm			Entalpía Btu/lbm			Entropía Btu/(lbm · °R)		
T_{sat}, °F	P_{sat}, psia	v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
-150	0.2	0.009582	178.90	178.91	-22.703	78.461	55.758	-22.703	83.538	60.835	-0.06264	0.26976	0.20712
-140	0.3	0.009658	110.60	110.61	-20.659	77.315	56.656	-20.659	82.552	61.893	-0.05614	0.25824	0.20210
-130	0.4	0.009736	70.811	70.820	-18.617	76.186	57.570	-18.616	81.581	62.965	-0.04985	0.24746	0.19761
-120	0.6	0.0098 16	46.787	46.797	-16.574	75.071	58.497	-16.573	80.621	64.049	-0.04374	0.23735	0.19361
-110	1.0	0.009899	31.803	31.813	-14.529	73.966	59.437	-14.527	79.670	65.143	-0.03781	0.22784	0.19003
-100	1.4	0.009984	22.178	22.188	-12.481	72.869	60.388	-12.478	78.723	66.245	-0.03203	0.21887	0.18684
-90	2.0	0.010073	15.828	15.838	-10.428	71.777	61.348	-10.425	77.777	67.353	-0.02640	0.21040	0.18399
-80	2.9	0.010164	11.533	11.543	-8.357	70.673	62.316	-8.351	76.815	68.464	-0.02087	0.20232	0.18145
-70	4.0	0.010259	8.5656	8.5759	-6.286	69.577	63.290	-6.279	75.856	69.577	-0.01548	0.19467	0.17918
-60	5.4	0.010357	6.4722	6.4826	-4.208	68.477	64.269	-4.198	74.888	70.691	-0.01021	0.18738	0.17716
-50	7.1	0.010458	4.9675	4.9779	-2.121	67.372	65.252	-2.107	73.909	71.802	-0.00505	0.18041	0.17536
-40	9.3	0.0 10564	3.8672	3.8778	-0.024	66.260	66.236	0.000	72.910	72.910	0.00000	0.17376	0.17376
-30	12.0	0.010673	3.0500	3.0605	2.083	65.139	67.222	2.107	71.906	74.013	0.00498	0.16735	0.17233
-20	15.3	0.010787	2.4337	2.4445	4.200	64.007	68.207	4.231	70.878	75.109	0.00986	0.16121	0.17107
-10	19.2	0.010906	1.9630	1.9739	6.329	62.862	69.191	6.367	69.828	76.196	0.01466	0.15529	0.16994
0	23.8	0.011030	1.5988	1.6098	8.468	61.704	70.173	8.517	68.756	77.273	0.01937	0.14958	0.16895
10	29.3	0.011160	1.3137	1.3249	10.620	60.531	71.151	10.681	67.658	78.339	0.02402	0.14405	0.16807
20	35.7	0.011295	1.0882	1.0995	12.785	59.339	72.124	12.860	66.532	79.391	0.02859	0.13870	0.16730
30	43.1	0.011438	0.90797	0.91941	14.964	58.129	73.093	15.055	65.375	80.430	0.03311	0.13351	0.16661
40	51.6	0.011588	0.76235	0.77394	17.172	56.882	74.054	17.282	64.167	81.449	0.03759	0.12842	0.16601
50	61.4	0.011745	0.64395	0.65569	19.389	55.618	75.007	19.523	62.930	82.452	0.04201	0.12347	0.16548
60	72.4	0.011912	0.54673	0.55864	2 1.628	54.322	75.951	21.788	61.647	83.435	0.04638	0.11863	0.16501
70	84.9	0.012089	0.46631	0.47840	23.891	52,992	76.883	24.081	60.3 14	84.395	0.05072	0.11387	0.16459
80	98.8	0.0 12277	0.39926	0.41154	26.181	51.622	77.803	26.406	58.924	85.330	0.05503	0.109 18	0.16422
90	114.4	0.012477	0.34299	0.35546	28.502	50.206	78.708	28.766	57.469	86.236	0.05933	0.10455	0.16388
100	131.8	0.012692	0.29541	0.30810	30.859	48.736	79.595	31.168	55.942	87.110	0.06362	0.09996	0.16357
110	151.1	0.012923	0.25494	0.26786	33.255	47.206	80.461	33.616	54.332	87.948	0.06790	0.09537	0.16328
120	172.3	0.013173	0.22019	0.23336	35.716	45.584	81.300	36.136	52.604	88.740	0.07223	0.09075	0.16298
130	195.6	0.013446	0.19028	0.20373	38.222	43.888	82.111	38.709	50.777	89.486	0.07657	0.08611	0.16268
140	221.2	0.013745	0.16433	0.17807	40.795	42.090	82.885	41.358	48.818	90.175	0.08095	0.08141	0.16236
150	249.2	0.014077	0.14166	0.15574	43.444	40.171	83.616	44.093	46.705	90.798	0.08539	0.07661	0.16200
160	279.7	0.014448	0.12165	0.13610	46.203	38.086	84.289	46.951	44.383	91.334	0.08995	0.07162	0.16157
170	312.9	0.014870	0.10393	0.11880	49.065	35.831	84.896	49.926	41.849	91.775	0.09461	0.06646	0.16 107
180	348.9	0.015359	0.08800	0.10336	52.079	33.332	85.411	53.070	39.013.	92.084	0.09945	0.06099	0.16044
190	387.9	0.015940	0.07352	0.08946	55.275	30.530	85.805	56.419	35.807	92.226	0.10451	0.05512	0.15963
200	430.0	0.016657	0.06012	0.07678	58.716	27.311	86.027	60.042	32.094	92.136	[illegible]	0.04885	0.15855
210	475.4	0.017597	0.04731	0.06491	62.511	23.471	85.982	64.059	27.633	91.692	[illegible]	0.04126	0.15703
220	524.3	0.018981	0.03423	0.05321	66.921	18.512	85.433	68.762	21.833	90.595	0.12255	[illegible]	0.15466
232.7	582.0	0.02870	0	0.02870	75.69	0	75.69	78.86	0	[illegible]	[illegible]	0	0.1359

Propiedades generadas con el programa *REFRIG*, **Wiley Professional** Software, **Wiley,** Nueva **York,** 1985.

TABLA E. 12 **Propiedades** del **refrigerante 1 2** saturado — Tabla de **presión, unidades** en **USCS**

Estado de referencia $h_l = s_l = 0$ a **−40°F**

		Volumen específico ft³/lbm			Energía interna Btu/lbm			Entalpía Btu/lbm			Entropía Btu/(lbm · °R)		
P_{sat}, psia	T_{sat}, °F	v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
0.2	−144.9	0.009620	139.37	139.38	−21.662	77.875	56.213	−21.661	83.033	61.372	−0.05930	0.26380	0.20449
0.4	−130.6	0.009731	72.747	72.756	−18.745	76.257	57.512	−18.744	81.641	62.897	−0.05024	0.24812	0.19788
0.6	−121.5	0.009803	49.776	49.786	−16.889	75.242	58.353	−16.888	80.769	63.881	−0.04467	0.23887	0.19420
0.8	−114.7	0.009859	38.042	38.052	−15.496	74.487	58.991	−15.494	80.119	64.624	−0.04060	0.23227	0.19167
1.0	−109.2	0.009906	30.888	30.898	−14.368	73.879	59.511	−14.366	79.595	65.229	−0.03735	0.22712	0.18977
2.0	−90.7	0.010067	16.187	16.197	−10.569	71.851	61.282	−10.565	77.842	67.277	−0.02678	0.21096	0.18418
4.0	−69.7	0.010262	8.4890	8.4992	−6.222	69.542	63.321	−6.214	75.826	69.612	−0.01532	0.19443	0.17912
6.0	−56.0	0.010396	5.8196	5.8300	−3.385	68.042	64.657	−3.373	74.503	71.130	−0.00816	0.18459	0.17643
8.0	−45.7	0.010503	4.4508	4.4613	−1.216	66.893	65.677	−1.200	73.482	72.282	−0.00285	0.17750	0.17465
10.0	−37.2	0.010594	3.6140	3.6246	0.565	65.947	66.152	0.585	72.635	73.220	0.00141	0.17193	0.17334
20.0	−8.1	0.010929	1.8868	1.8977	6.733	62.644	69.377	6.774	69.627	76.401	0.01556	0.15419	0.16975
40.0	26.0	0.011379	0.97617	0.98755	14.081	58.621	72.702	14.165	65.847	80.011	0.03129	0.13559	0.16688
60.0	48.7	0.011724	0.65834	0.67006	19.094	55.787	74.881	19.224	63.097	82.321	0.04142	0.12412	0.16555
80.0	66.2	0.012021	0.49478	0.50680	23.038	53.496	76,534	23.216	60.821	84.037	0.04909	0.11565	0.16474
100.0	80.8	0.012292	0.39446	0.40675	26.364	51.512	77.876	26.591	58.812	85.403	0.05538	0.10882	0.16419
200.0	131.8	0.013497	0.18543	0.19892	38.673	43.578	82.251	39.172	50.441	89.613	0.07734	0.08528	0.16262
300.0	166.2	0.014703	0.11041	0.12512	47.964	36.711	84.675	48.781	42.840	91.621	0.09283	0.06845	0.16127
400.0	193.0	0.016135	0.06947	0.08560	56.263	29.629	85.893	57.458	34.771	92.229	0.10606	0.05328	0.15934
500.0	215.1	0.018225	0.04072	0.05895	64.670	21.120	85.789	66.356	24.888	91.243	0.11908	0.03688	0.15596
582.0	232.7	0.02870	0	0.02870	75.69	0	75.69	78.86	0	78.86	0.1359	0	0.1359

Propiedades generadas con el programa *REFRIG*, Wiley Professional Software, Wiley, New York, 1985.

TABLA E. 13 Propiedades del **refrigerante 1 2** sobrecalentado — unidades **en USCS**

Estado de referencia $h = s_l = 0$ a **−40°F**

P, psia	T, °C	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)	P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
0.4 (T_{sat} = −130.6°F)						0.6 (T_{sat} = −121.5°F)					
	-100	79.601	60.485	66.377	0.20799		-100	53.005	60.466	66.35 1	0.20128
	-50.	90.748	65.703	72.420	0.22371		-50	60.455	65.690	72.402	0.21702
	0	101.875	71.339	78.880	0.23857		0	67.885	71.330	78.867	0.23190
	50	112.989	77.356	85.720	0.25269		50	75.302	77.349	85.710	0.24602
	100	124.096	83.720	92.905	0.26614		100	82.712	83.715	92.898	0.25947
	150	135.199	90.397	100.404	0.27897		150	90.117	90.392	100.398	0.27230
	200	146.299	97.356	108.185	0.29123		200	97.520	97.353	108.180	0.28457
	250	157.397	104.570	116.221	0.30297		250	104.920	104.567	116.217	0.29631
	300	168.493	112.013	124.485	0.31422		300	112.319	112.011	124.482	0.30756
	350	179.620	119.662	132.957	0.32502		350	119.718	119.660	132.952	0.31836
	400	190.711	127.496	141.612	0.33539		400	127.116	127.494	141.608	0.32873

TABLA E.13 (continúa)

P, psia	T, °C	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
0.8 (T_{sat} = −114.7°F)					
	−100	39.708	60.447	66.326	0.19650
	−50	45.309	65.677	72.384	0.21226
	0	50.889	71.320	78.854	0.22715
	50	56.458	77.342	85.701	0.24128
	100	62.019	83.709	92.891	0.25474
	150	67.576	90.388	100.392	0.26757
	200	73.130	97.349	108.175	0.27984
	250	78.682	104.564	116.213	0.29158
	300	84.233	112.008	124.478	0.30283
	350	89.782	119.658	132.949	0.31363
	400	95.331	127.492	141.605	0.32400
1 (T_{sat} = −109.2°F)					
	−100	31.729	60.428	66.300	0.19278
	−50	36.221	65.663	72.366	0.20857
	0	40.692	71.311	78.841	0.22347
	50	45.152	77.336	85.691	0.23761
	100	49.604	83.704	92.883	0.25106
	150	54.051	90.384	100.386	0.26390
	200	58.496	97.346	108.171	0.27617
	250	62.939	104.562	116.208	0.28791
	300	67.380	112.006	124.475	0.29917
	350	71.821	119.656	132.946	0.30997
	400	76.261	127.490	141.602	0.32034
2 (T_{sat} = −90.7°F)					
	−50	18.045	65.597	72.276	0.19702
	0	20.298	71.263	78.776	0.21199
	50	22.539	77.301	85.642	0.22616
	100	24.773	83.677	92.846	0.23964
	150	27.002	90.363	100.357	0.25249
	200	29.229	97.329	108.146	0.26476
	250	31.453	104.548	116.188	0.27651
	300	33.676	111.994	124.457	0.28777
	350	35.898	119.645	132.931	0.29857
	400	38.120	127.481	141.589	0.30895
4 (T_{sat} = −69.7°F)					
	−50	8.955	65.464	72.092	0.18532
	0	10.101	71.168	78.645	0.20040
	50	11.233	77.230	85.545	0.21464
	100	12.358	83.624	92.771	0.22816
	150	13.478	90.321	100.297	0.24104
	200	14.595	97.295	108.098	0.25333
	250	15.710	104.519	116.148	0.26509
	300	16.824	111.970	124.423	0.27636
	350	17.937	119.624	132.901	0.28717
	400	19.049	127.462	141.562	0.29755

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
6 (T_{sat} = −56.0°F)					
	−50	5.925	65.328	71.907	0.17833
	0	6.701	71.072	78.512	0.19354
	50	7.464	77.160	85.447	0.20785
	100	8.219	83.570	92.696	0.22141
	150	8.969	90.279	100.238	0.23432
	200	9.717	97.261	108.050	0.24663
	250	10.462	104.491	116.107	0.25840
	300	11.207	111.945	124.388	0.26967
	350	11.950	119.603	132.871	0.28049
	400	12.693	127.443	141.535	0.29087
8 (T_{sat} = −45.7°F)					
	0	5.0008	70.975	78.378	0.18861
	50	5.5789	77.089	85.348	0.20299
	100	6.1500	83.517	92.621	0.21660
	150	6.7154	90.237	100.179	0.22953
	200	7.2779	97.227	108.001	0.24186
	250	7.8386	104.463	116.067	0.25364
	300	8.3980	111.921	124.354	0.26492
	350	8.9564	119.581	132.841	0.27574
	400	9.5142	127.424	141.509	0.28612
10 (T_{sat} = −37.2°F)					
	0	3.9807	70.877	78.243	0.18473
	50	4.4481	77.017	85.248	0.19919
	100	4.9085	83.463	92.546	0.21284
	150	5.3630	90.195	100.119	0.22580
	200	5.8146	97.193	107.953	0.23815
	250	6.2643	104.434	116.027	0.24994
	300	6.7128	111.897	124.319	0.26123
	350	7.1603	119.560	132.810	0.27205
	400	7.6072	127.405	141.482	0.28244
20 (T_{sat} = −8.1°F)					
	0	1.9389	70.373	77.549	0.17226
	50	2.1857	76.654	84.743	0.18711
	100	2.4240	83.190	92.161	0.20099
	150	2.6572	89.983	99.817	0.21408
	200	2.8873	97.022	107.708	0.22652
	250	3.1159	104.292	115.824	0.23837
	300	3.3424	111.775	124.146	0.24970
	350	3.5681	119.454	132.659	0.26055
	400	3.7932	127.310	141.348	0.27096

TABLA E. 13 (continúo)

P, psia	T, °C	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
40					
(T_{sat} = 26.0°F)					
	50	1.0526	75.889	83.680	0.17425
	100	1.1811	82.625	91.368	0.18863
	150	1.3040	89.548	99.200	0.20202
	200	1.4235	96.674	107.210	0.21464
	250	1.5408	104.004	115.409	0.22661
	300	1.6567	111.530	123.793	0.23802
	350	1.7717	119.239	132.353	0.24893
	400	1.8859	127.118	141.078	0.25938
60					
(T_{sat} = 48.7°F)					
	50	0.6121	75.066	82.534	0.16596
	100	0.7659	82.034	90.538	0.18093
	150	0.8524	89.099	98.563	0.19465
	200	0.9353	96.318	106.702	0.20747
	250	1.0158	103.711	114.990	0.21957
	300	1.0948	111.281	123.437	0.23107
	350	1.1729	119.023	132.045	0.24203
	400	1.2502	126.925	140.806	0.25253
80					
(T_{sat} = 66.2°F)					
	100	0.55730	81.410	89.661	0.17509
	150	0.62624	88.634	97.905	0.18919
	200	0.69093	95.953	106.182	0.20222
	250	0.75317	103.413	114.563	0.21446
	300	0.81383	111.030	123.078	0.22604
	350	0.87343	118.804	131.734	0.23707
	400	0.93230	126.732	140.533	0.24760

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
100					
(T_{sat} = 80.8°F)					
	100	0.43135	80.749	88.731	0.17023
	150	0.49005	88.152	97.220	0.18474
	200	[illegible]	[illegible]	105.649	[illegible]
	250	0.59548	103.110	114.129	[illegible]
	300	0.64816	110.775	122.714	0.22207
	350	0.69374	118.584	131.421	0.23316
	400	0.74155	126.586	140.259	[illegible]
200					
(T_{sat} = 131.8°F)					
	150	0.21368	85.370	93.218	0.16871
	200	0.24859	93.540	102.740	0.18359
	250	0.27909	101.504	111.833	0.19684
	300	0.30734	109.449	120.824	0.20806
	350	0.33409	117.449	129.814	0.22050
	400	0.35994	125.540	138.861	0.23132
400					
(T_{sat} = 193.0°F)					
	200	0.09100	87.605	94.341	0.16254
	250	0.11743	97.606	106.298	[illegible]
	300	0.13680	106.457	116.583	0.19389
	350	0.15352	114.992	126.356	0.20629
	400	[illegible]	123.431	135.932	0.21773

Propiedades generadas son el programa *REFRIG*, Wiley Professional Software, Wiley, Nueva York, 1985.

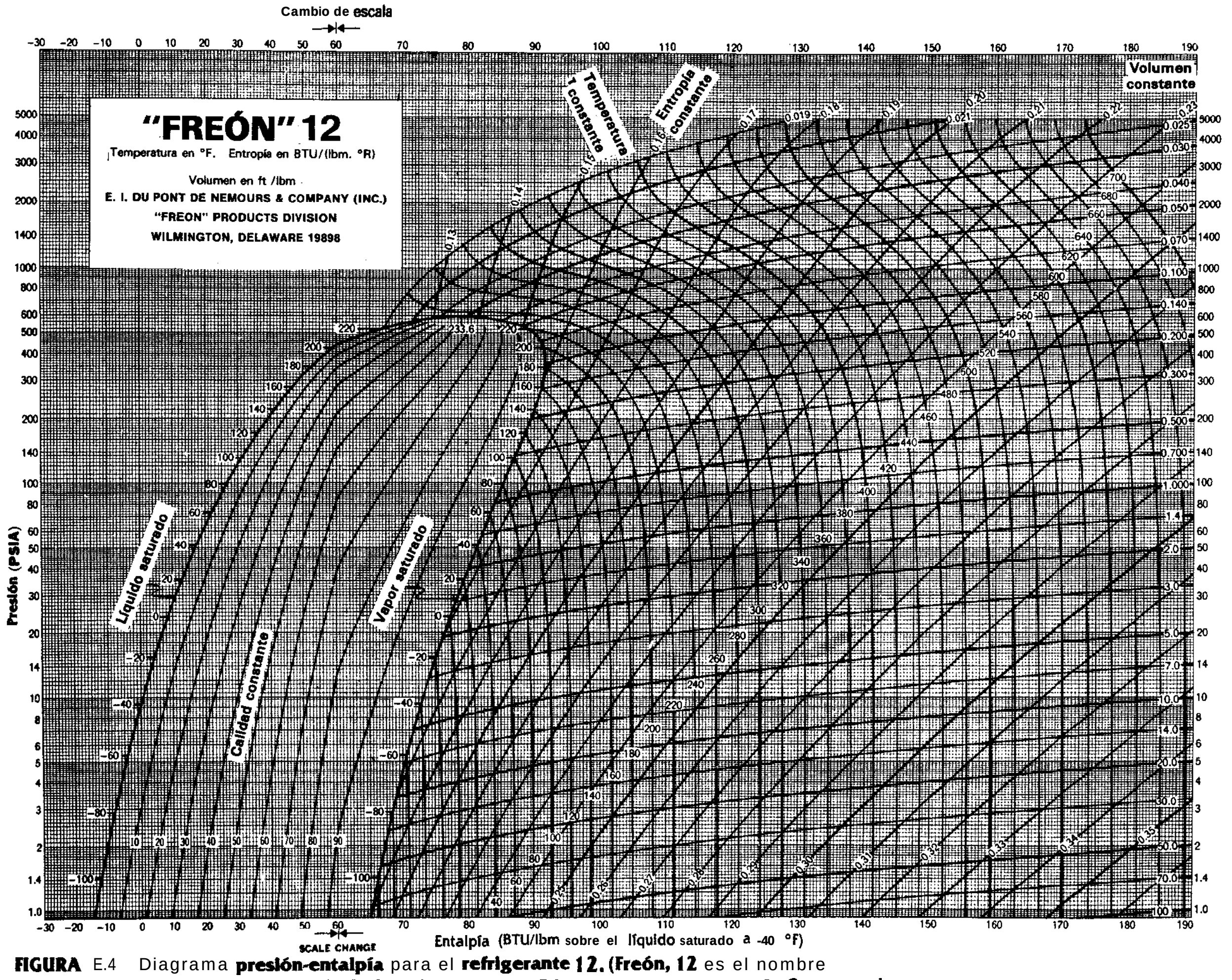


FIGURA E.4 Diagrama **presión-entalpía** para el **refrigerante 12. (Freón, 12** es el nombre **comercial** del refrigerante 12 en **la DuPont.)** [Copyright. E.I. Dupont de Nemours & Company,] reimpreso con autorización.)

TABLA E.14 Propiedades del **amoníaco** saturado — **Tabla** de temperatura, **unidades** en **USCS**

		Estado de referencia $h_l = s_l = 0$ a $-40°F$ y 1 atm											
		Volumen específico ft^3/lbm			Energía interna Btu/lbm			Entalpía Btu/lbm			Entropía Btu/(lbm . °R)		
T_{sat}, °F	P_{sat}, psia	v_l	v_{lg}	v_g	u_l	u_{lg}	u_g	h_l	h_{lg}	h_g	s_l	s_{lg}	s_g
-60	5.5	0.02277	44.933	44.955	-23.80	568.73	544.93	-23.78	614.66	590.88	-0.0580	1.5379	1.4799
-55	6.5	0.02288	38.509	38.532	-17.68	564.11	546.43	-17.66	610.53	592.88	-0.0428	1.5087	1.4659
-50	7.6	0.02299	33.152	33.175	-11.72	559.63	547.90	-11.69	606.53	594.84	-0.0281	1.4805	1.4524
-45	8.9	0.02310	28.663	28.686	-5.90	555.25	549.36	-5.86	602.63	596.77	-0.0140	1.4533	1.4393
-40	10.4	0.02321	24.877	24.901	-0.06	550.84	550.78	0.00	598.66	598.66	0.0000	1.4265	1.4265
-35	12.0	0.02333	21.679	21.702	5.58	546.60	552.18	5.64	594.89	600.53	0.0134	1.4008	1.4142
-30	13.9	0.02345	18.961	18.985	11.16	542.40	553.56	11.22	591.14	602.35	0.0264	1.3758	1.4022
-25	16.0	0.02356	16.642	16.666	16.67	538.24	554.91	16.74	587.40	604.14	0.0392	1.3514	1.3906
-20	18.3	0.02369	14.656	14.679	22.15	534.08	556.23	22.23	583.67	605.90	0.0517	1.3275	1.3792
-15	20.9	0.02381	12.947	12.971	27.60	529.93	557.53	27.69	579.92	607.61	0.0640	1.3042	1.3682
-10	23.7	0.02393	11.473	11.497	33.03	525.77	558.79	33.13	576.15	609.29	0.0762	1.2813	1.3575
-5	26.9	0.02406	10.196	10.220	38.44	521.59	560.03	38.56	572.36	610.92	0.0882	1.2588	1.3470
0	30.4	0.02419	9.0863	9.1105	43.86	517.38	561.24	44.00	568.51	612.51	0.1000	1.2368	1.3368
5	34.3	0.02432	8.1189	8.1433	49.28	513.13	562.42	49.44	564.62	614.06	0.1117	1.2151	1.3269
10	38.5	0.02446	7.2730	7.2975	54.71	508.85	563.56	54.89	560.68	615.57	0.1234	1.1938	1.3171
15	43.2	0.02459	6.5311	6.5557	60.16	504.52	564.68	60.35	556.67	617.03	0.1349	1.1728	1.3077
20	48.2	0.02473	5.8785	5.9032	65.62	500.15	565.77	65.84	552.60	618.44	0.1463	1.1521	1.2984
25	53.8	0.02488	5.3029	5.3277	71.10	495.72	566.82	71.34	548.47	619.81	0.1577	1.1316	1.2893
30	59.8	0.02502	4.7938	4.8188	76.59	491.24	567.84	76.87	544.26	621.13	0.1690	1.1115	1.2805
35	66.3	0.02517	4.3423	4.3675	82.11	486.71	568.82	82.42	539.97	622.40	0.1802	1.0916	1.2718
40	73.4	0.02533	3.9411	3.9664	87.65	482.12	569.77	88.00	535.62	623.61	0.1914	1.0719	1.2633
45	81.0	0.02548	3.5835	3.6090	93.21	477.47	570.68	93.59	531.18	624.77	0.2024	1.0525	1.2550
50	89.2	0.02564	3.2641	3.2898	98.79	472.76	571.55	99.21	526.67	625.88	0.2134	1.0334	1.2468
55	98.1	0.02580	2.9782	3.0040	104.39	468.00	572.39	104.86	522.07	626.93	0.2244	1.0144	1.2388
60	107.7	0.02597	2.7217	2.7476	110.01	463.18	573.18	110.52	517.40	627.92	0.2352	0.9956	1.2309
65	117.9	0.02614	2.4910	2.5172	115.64	458.29	573.94	116.21	512.64	628.85	0.2460	0.9771	1.2231
70	128.9	0.02632	2.2832	2.3095	121.30	453.35	574.65	121.92	507.79	629.72	0.2568	0.9587	1.2155
75	140.6	0.02650	2.0956	2.1221	126.97	448.34	575.31	127.66	502.86	630.52	0.2674	0.9405	1.2080
80	153.1	0.02668	1.9258	1.9525	132.66	443.27	575.92	133.41	497.84	631.25	0.2780	0.9225	1.2005
85	166.5	0.02687	1.7720	1.7989	138.36	438.13	576.49	139.19	492.72	631.91	0.2886	0.9046	1.1932
90	180.7	0.02706	1.6323	1.6594	144.08	432.92	577.00	144.99	487.51	632.50	0.2990	0.8869	1.1860
95	195.9	0.02726	1.5052	1.5325	149.82	427.64	577.46	150.81	482.20	633.01	0.3095	0.8693	1.1788
100	212.0	0.02747	1.3895	1.4169	155.58	422.28	577.86	156.66	476.78	633.44	0.3198	0.8519	1.1717
105	229.0	0.02768	1.2838	1.3114	161.36	416.84	578.21	162.54	471.25	633.78	0.3301	0.8346	1.1647
110	247.1	0.02790	1.1871	1.2150	167.17	411.32	578.49	168.44	465.60	634.04	0.3404	0.8173	1.1577
115	266.2	0.02813	1.0986	1.1267	172.99	405.71	578.70	174.38	459.83	634.21	0.3506	0.8002	1.1507
120	286.5	0.02836	1.0174	1.0458	178.85	399.99	578.84	180.35	453.93	634.28	0.3607	0.7831	1.1438

Propiedades generadas *con el* programa ***REFRIG,*** Wiley Profesional Software, Wiley, New York, 1985.

TABLA E. 15 **Propiedades** del **amoniaco** saturado — Tabla de **presión, unidades** en UXS

Estado de referencia $h_l = s_l = 0$ a -40°F y 1 atm

P_{sat}, psia	T_{sat}, °F	Volumen específico ft³/lbm v_l	v_{lg}	v_g	Energía interna Btu/lbm u_l	u_{lg}	u_g	Entalpía Btu/lbm h_l	h_{lg}	h_g	Entropía Btu/(lbm · °R) s_l	s_{lg}	s_g
6.0	-57.5	0.02283	41.588	41.612	-20.74	566.41	545.68	-20.71	612.59	591.88	-0.0503	1.5233	1.4729
7.0	-52.8	0.02293	36.005	36.027	-15.01	562.10	547.09	-14.98	608.74	593.75	-0.0362	1.4960	1.4599
8.0	-48.6	0.02302	31.776	31.799	-10.03	558.36	548.33	-10.00	605.40	595.40	-0.0240	1.4726	1.4486
9.0	-44.8	0.02311	28.463	28.486	-5.61	555.04	549.43	-5.58	602.44	596.87	-0.0133	1.4520	1.4387
10.0	-41.3	0.02319	25.786	25.809	-1.52	551.94	550.42	-1.48	599.66	598.18	-0.0035	1.4333	1.4298
11.0	-38.1	0.02326	23.585	23.608	2.12	549.21	551.32	2.17	597.22	599.38	0.0052	1.4166	1.4218
12.0	-35.1	0.02333	21.741	21.765	5.47	546.69	552.16	5.52	594.97	600.49	0.0131	1.4014	1.4145
13.0	-32.3	0.02339	20.172	20.196	8.57	544.35	552.92	8.63	592.88	601.51	0.0204	1.3874	1.4077
14.0	-29.7	0.02345	18.820	18.843	11.47	542.17	553.64	11.53	590.92	602.46	0.0271	1.3744	1.4015
15.0	-27.3	0.02351	17.642	17.666	14.19	540.11	554.31	14.26	589.08	603.34	0.0335	1.3623	1.3958
16.0	-24.9	0.02357	16.607	16.631	16.76	538.17	554.93	16.83	587.34	604.17	0.0394	1.3510	1.3904
17.0	-22.7	0.02362	15.690	15.713	19.20	536.32	555.52	19.27	585.68	604.96	0.0450	1.3403	1.3853
18.0	-20.6	0.02367	14.872	14.895	21.51	534.57	556.08	21.59	584.10	605.69	0.0503	1.3303	1.3805
19.0	-18.6	0.02372	14.137	14.161	23.72	532.89	556.61	23.81	582.59	606.39	0.0553	1.3207	1.3760
20.0	-16.6	0.02377	13.472	13.496	25.84	531.27	557.11	25.93	581.14	607.06	0.0601	1.3117	1.3717
25.0	-7.9	0.02398	10.926	10.950	35.25	524.05	559.30	35.36	574.60	609.96	0.0811	1.2720	1.3531
30.0	-0.6	0.02418	9.2042	9.2284	43.25	517.85	561.10	43.38	568.95	612.33	0.0987	1.2393	1.3379
35.0	5.9	0.02435	7.9598	7.9842	50.25	512.37	562.62	50.41	563.93	614.33	0.1138	1.2113	1.3251
40.0	11.7	0.02450	7.0166	7.0411	56.52	507.42	563.94	56.70	559.36	616.06	0.1272	1.1868	1.3140
45.0	16.9	0.02465	6.2767	6.3013	62.20	502.89	565.09	62.41	555.16	617.56	0.1392	1.1650	1.3042
50.0	21.7	0.02478	5.6799	5.7047	67.43	498.69	566.12	67.66	551.24	618.90	0.1501	1.1453	1.2954
55.0	26.1	0.02491	5.1882	5.2131	72.28	494.76	567.04	72.53	547.57	620.10	0.1601	1.1273	1.2874
60.0	30.2	0.02503	4.7758	4.8009	76.80	491.07	567.87	77.08	544.10	621.18	0.1694	1.1107	1.2801
65.0	34.0	0.02514	4.4245	4.4496	81.06	487.58	568.63	81.36	540.80	622.16	0.1781	1.0954	1.2734
70.0	37.7	0.02525	4.1218	4.1471	85.07	484.26	569.33	85.40	537.65	623.05	0.1862	1.0810	1.2672
75.0	41.1	0.02536	3.8582	3.8836	88.88	481.09	569.97	89.23	534.64	623.87	0.1938	1.0676	1.2614
80.0	44.4	0.02546	3.6265	3.6520	92.51	478.06	570.57	92.88	531.75	624.63	0.2010	1.0550	1.2560
85.0	47.5	0.02556	3.4210	3.4466	95.97	475.15	571.12	96.37	528.96	625.33	0.2079	1.0430	1.2509
90.0	50.4	0.02565	3.2375	3.2632	99.28	472.35	571.63	99.71	526.26	625.98	0.2144	1.0317	1.2461
95.0	53.3	0.02575	3.0728	3.0985	102.47	469.64	572.11	102.92	523.66	626.58	0.2206	1.0209	1.2415
100.0	56.0	0.02584	2.9238	2.9497	105.53	467.03	572.55	106.01	521.13	627.14	0.2266	1.0106	1.2372
110.0	61.2	0.02601	2.6651	2.6912	111.33	462.03	573.37	111.86	516.29	628.15	0.2378	0.9912	1.2290
120.0	66.0	0.02618	2.4484	2.4746	116.75	457.33	574.08	117.33	511.69	629.03	0.2482	0.9734	1.2216
130.0	70.5	0.02633	2.2636	2.2900	121.86	452.85	574.71	122.50	507.31	629.80	0.2578	0.9569	1.2147
140.0	74.8	0.02649	2.1043	2.1308	126.69	448.59	575.28	127.38	503.11	630.48	0.2669	0.9414	1.2083
150.0	78.8	0.02664	1.9657	1.9923	131.27	444.51	575.78	132.01	499.07	631.08	0.2755	0.9269	1.2023
160.0	82.6	0.02678	1.8437	1.8705	135.63	440.60	576.22	136.42	495.18	631.61	0.2835	0.9132	1.1967
170.0	86.3	0.02692	1.7355	1.7624	139.80	436.82	576.62	140.65	491.42	632.07	0.2912	0.9001	1.1914
180.0	89.8	0.02705	1.6389	1.6660	143.80	433.18	576.98	144.70	487.77	632.47	0.2985	0.8878	1.1863
190.0	93.1	0.02719	1.5522	1.5793	147.64	429.66	577.29	148.59	484.23	632.82	0.3055	0.8760	1.1815
200.0	96.3	0.02732	1.4739	1.5012	151.33	426.24	577.57	152.34	480.79	633.13	0.3122	0.8648	1.1769
220.0	102.4	0.02757	1.3377	1.3653	158.34	419.69	578.03	159.47	474.15	633.61	0.3247	0.8436	1.1683
240.0	108.1	0.02782	1.2234	1.2512	164.93	413.46	578.39	166.16	467.79	633.95	0.3364	0.8240	1.1604
260.0	113.4	0.02805	1.1261	1.1541	171.13	407.51	578.64	172.48	461.69	634.17	0.3473	0.8056	1.1529
280.0	118.4	0.02829	1.0421	1.0704	177.01	401.80	578.81	178.47	455.79	634.27	0.3575	0.7884	1.1460

Propiedades generadas con el programa REFRZG, Wiley Professional Software, Wiley, New York, 1985.

TABLA E.16 Propiedades del amoniaco **sobrecalentado,** unidades en USCS

Estado de referencia $h_l = s_l = 0$ a $-40°F$

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
6 ($T_{sat} = -57.5°F$)					
	-40	43.535	552.35	600.68	1.4943
	-20	45.716	559.98	610.73	1.5177
	0	47.881	567.62	620.78	1.5401
	20	50.034	575.28	630.83	1.5615
	40	52.177	582.97	640.90	1.5820
	60	54.313	590.69	650.99	1.6019
	80	56.442	598.46	661.13	1.6210
	100	58.566	606.29	671.31	1.6395
	120	60.700	614.18	681.57	1.6575
	140	62.800	622.14	691.87	1.6750
	160	64.920	630.18	702.26	1.6920
	180	67.034	638.30	712.72	1.7087
	200	69.146	646.50	723.28	1.7249
	220	71.256	654.80	733.92	1.7408
8 ($T_{sat} = -48.6°F$)					
	-40	32.514	551.64	599.77	1.4591
	-20	34.171	559.38	609.97	1.4828
	0	35.811	567.12	620.13	1.5054
	20	37.439	574.86	630.28	1.5271
	40	39.057	582.61	640.43	1.5478
	60	40.668	590.39	650.59	1.5677
	80	42.272	598.20	660.78	1.5870
	100	43.872	606.06	671.01	1.6056
	120	45.467	613.98	681.29	1.6236
	140	47.055	621.96	691.62	1.6411
	160	48.650	630.02	702.04	1.6582
	180	50.239	638.15	712.53	1.6749
	200	51.826	646.37	723.09	1.6912
	220	53.411	654.68	733.75	1.7071
10 ($T_{sat} = -41.3°F$)					
	-40	25.896	550.92	598.84	1.4314
	-20	27.243	558.78	609.19	1.4554
	0	28.569	566.61	619.48	1.4783
	20	29.882	574.43	629.73	1.5002
	40	31.185	582.25	639.96	1.5210
	60	32.481	590.08	650.18	1.5411
	80	33.770	597.93	660.43	1.5604
	100	35.055	605.83	670.70	1.5791
	120	36.335	613.78	681.01	1.5972
	140	37.608	621.78	691.38	1.6148
	160	38.888	629.86	701.82	1.6320
	180	40.162	638.01	712.33	1.6486
	200	41.433	646.24	722.91	1.6649
	220	42.704	654.56	733.58	1.6809

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
12 ($T_{sat} = -35.1°F$)					
	-30	22.055	554.19	603.17	1.4207
	-10	23.184	562.14	613.63	1.4445
	0	23.740	566.11	618.83	1.4558
	10	24.293	570.06	624.00	1.4671
	30	25.392	577.95	634.33	1.4886
	50	26.481	585.83	644.63	1.5093
	70	27.563	593.72	654.92	1.5291
	90	28.640	601.63	665.23	1.5482
	110	29.712	609.58	675.56	1.5666
	130	30.785	617.58	685.94	1.5845
	150	31.848	625.64	696.36	1.6019
	170	32.912	633.77	706.86	1.6188
	190	33.975	641.98	717.42	1.6354
	210	35.036	650.26	728.06	1.6515
14 ($T_{sat} = -29.7°F$)					
	-20	19.320	557.56	607.61	1.4134
	0	20.291	565.59	618.16	1.4369
	20	21.245	573.58	628.61	1.4591
	40	22.188	581.52	639.01	1.4804
	60	23.124	589.46	649.37	1.5007
	80	24.053	597.40	659.72	1.5202
	100	24.978	605.37	670.08	1.5391
	120	25.899	613.37	680.47	1.5573
	140	26.812	621.42	690.89	1.5750
	160	27.732	629.54	701.38	1.5922
	180	28.645	637.72	711.93	1.6090
	200	29.557	645.98	722.55	1.6253
	220	30.467	654.31	733.25	1.6413
16 ($T_{sat} = -24.9°F$)					
	-20	16.844	556.94	606.82	1.3964
	0	17.704	565.08	617.50	1.4202
	20	18.545	573.14	628.05	1.4426
	40	19.376	581.16	638.53	1.4640
	60	20.200	589.15	648.96	1.4845
	80	21.017	597.14	659.36	1.5042
	100	21.829	605.14	669.77	1.5231
	120	22.637	613.17	680.19	1.5414
	140	23.438	621.25	690.64	1.5591
	160	24.245	629.38	701.16	1.5764
	180	25.046	637.57	711.73	1.5932
	200	25.845	645.84	722.37	1.6095
	220	26.643	654.19	733.08	1.6255

TABLA E. 16 **(continúa)**

P, psia	*T*, °F	*v*, ft³/lbm	*u*, Btu/lbm	*h*, Btu/lbm	*s*, Btu/(lbm · °R)
18 ($T_{sat} = -20.6$°F)					
	-20	14.918	556.32	606.01	1.3812
	0	15.688	564.56	616.81	1.4053
	20	16.445	512.71	621.49	1.4280
	40	17.189	580.79	638.05	1.4496
	60	17.925	588.84	648.55	1.4702
	80	18.655	596.87	659.01	1.4899
	100	19.379	604.91	669.46	1.5089
	120	20.100	612.97	679.92	1.5273
	140	20.818	621.07	690.41	1.5451
	160	21.533	629.22	700.94	1.5624
	180	22.247	637.43	711.53	1.5792
	200	22.958	645.71	722.18	1.5956
	220	23.669	654.07	732.91	1.6116
20 ($T_{sat} = -16.6$°F)					
	0	14.077	564.03	616.13	1.3918
	20	14.765	512.27	626.92	1.4148
	40	15.439	580.42	637.57	1.4365
	60	16.105	588.53	648.13	1.4573
	80	16.765	596.60	658.65	1.4771
	100	17.420	604.67	669.14	1.4962
	120	18.071	612.76	679.64	1.5147
	140	18.719	620.88	690.16	1.5325
	160	19.364	629.05	700.72	1.5498
	180	20.007	637.28	711.33	1.5667
	200	20.649	645.58	722.00	1.5831
	220	21.289	653.95	132.14	1.5991
30 ($T_{sat} = -0.6$°F)					
	0	9.2422	561.35	612.66	1.3386
	20	9.7206	570.04	624.00	1.3628
	40	10.189	578.55	635.11	1.3855
	60	10.646	586.94	646.04	1.4069
	80	11.096	595.24	656.84	1.4273
	100	11.541	603.50	667.57	1.4469
	120	11.982	611.74	678.25	1.4656
	140	12.420	619.98	688.93	1.4837
	160	12.855	628.24	699.61	1.5012
	180	13.289	636.55	710.32	1.5183
	200	13.721	644.91	721.08	1.5348
	220	14.151	653.34	731.90	1.5510
40 ($T_{sat} = 11.7$°F)					
	20	7.1963	561.73	620.99	1.3244
	40	7.5595	516.62	632.58	1.3480
	60	7.9143	585.31	643.90	1.3702
	80	8.2600	593.86	655.00	1.3912
	100	8.6005	602.30	665.97	1.4112
	120	8.9369	610.69	676.85	1.4303
	140	9.2701	619.06	687.68	1.4486
	160	9.6008	627.42	698.49	1.4664
	180	9.9294	635.81	709.31	1.4835
	200	10.256	644.24	720.16	1.5002
	220	10.582	652.72	731.05	1.5165
50 ($T_{sat} = 21.7$°F)					
	40	5.9813	574.64	629.98	1.3180
	60	6.2731	583.65	641.69	1.3410
	80	6.5579	592.45	653.12	1.3625
	100	6.8358	601.09	664.34	1.3829
	120	7.1095	609.64	675.42	1.4024
	140	7.3800	618.13	686.41	1.4210
	160	7.6478	626.60	697.36	1.4390
	180	7.9135	635.07	708.29	1.4564
	200	8.1776	643.57	719.23	1.4732
	220	8.4403	652.11	730.20	1.4896
75 ($T_{sat} = 41.1$°F)					
	60	4.0827	579.31	635.91	1.2852
	80	4.2850	588.79	648.26	1.3084
	100	4.4812	597.97	660.16	1.3300
	120	4.6717	606.93	671.77	1.3504
	140	4.8589	615.76	683.19	1.3698
	160	5.0431	624.49	694.48	1.3883
	180	5.2252	633.18	705.70	1.4061
	200	5.4056	641.86	716.88	1.4233
	220	5.5845	650.54	728.05	1.4400

TABLA E. 16 (**continúa**)

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
100 (T_{sat} = 56.0°F)					
	60	2.9832	574.67	629.88	1.2424
	80	3.1459	584.93	643.14	1.2675
	100	3.3012	594.70	655.79	1.2905
	120	3.4514	604.13	667.99	1.3119
	140	3.5971	613.31	679.88	1.3321
	160	3.7400	622.33	691.54	1.3512
	180	3.8805	631.25	703.06	1.3695
	200	4.0192	640.12	714.49	1.3871
	220	4.1563	648.96	725.87	1.4041
12.5 (T_{sat} = 58.3°F)					
	80	2.4591	580.84	637.14	1.2337
	100	2.5917	591.28	651.23	1.2582
	120	2.7180	601.21	664.08	1.2808
	140	2.8392	610.79	676.46	1.3018
	160	2.9574	620.12	688.52	1.3216
	180	3.0731	629.28	700.37	1.3404
	200	3.1869	638.34	712.06	1.3584
	220	3.2989	647.35	723.66	1.3757
150 (T_{sat} = 78.8°F)					
	80	1.9997	576.49	632.00	1.2040
	100	2.1170	587.68	646.44	1.2303
	120	2.2275	598.17	660.00	1.2541
	140	2.3331	608.18	672.94	1.2761
	160	2.4351	617.84	685.43	1.2966
	180	2.5344	627.27	697.62	1.3159
	200	2.6318	636.54	709.59	1.3344
	220	2.7272	645.71	721.42	1.3520
175 (T_{sat} = 88.02°F)					
	100	1.7762	583.89	641.41	1.2053
	125	1.9003	597.68	659.21	1.2364
	150	2.0165	610.53	675.84	1.2643
	175	2.1275	622.80	691.70	1.2898
	200	2.2348	634.70	707.07	1.3135
	225	2.3392	646.38	722.13	1.3360
	250	2.4413	657.94	737.00	1.3573
	275	2.5418	669.48	751.79	1.3778
	300	2.6411	681.04	166.57	1.3975

P, psia	T, °F	v, ft³/lbm	u, Btu/lbm	h, Btu/lbm	s, Btu/(lbm · °R)
200 (T_{sat} = 96.3°F)					
	100	1.5191	579.87	636.09	1.1822
	125	1.6338	594.51	654.97	1.2153
	150	1.7400	607.94	672.34	1.2443
	175	1.8404	620.62	688.73	1.2707
	200	1.9369	632.82	704.50	1.2951
	225	2.0302	644.73	719.86	1.3179
	250	2.1213	656.48	734.98	1.3396
	275	2.2106	668.16	749.97	1.3604
	300	2.2987	679.83	764.91	1.3804
225 (T_{sat} = 103.9°F)					
	125	1.4251	591.19	650.55	1.1956
	150	1.5243	605.26	668.73	1.2261
	175	1.6166	618.38	685.69	1.2533
	200	1.7049	630.90	701.89	1.2784
	225	1.7898	643.05	717.57	1.3017
	250	1.8723	654.99	732.95	1.3238
	275	1.9531	666.82	748.14	1.3448
	300	2.0324	678.62	763.24	1.3650
250 (T_{sat} = 110.8°F)					
	125	1.2582	587.71	645.92	1.1771
	150	1.3513	602.48	664.99	1.2091
	175	1.4373	616.08	682.57	1.2373
	200	1.5190	628.94	699.22	1.2630
	225	1.5972	641.35	715.24	1.2869
	250	1.6729	653.48	730.88	1.3093
	275	1.7468	665.46	746.28	1.3307
	300	1.8194	677.39	761.56	1.3511
275 (T_{sat} = 117.2°F)					
	125	1.1201	584.05	641.05	1.1594
	150	1.2092	599.60	661.13	1.1930
	175	1.2902	613.71	679.37	1.2223
	200	1.3667	626.94	696.49	1.2488
	225	1.4395	639.62	712.87	1.2732
	250	1.5098	651.95	728.79	1.2960
	275	1.5781	664.10	744.41	1.3177
	300	1.6450	676.15	759.86	1.3383

Propiedades generadas con el programa *REFRIG*, Wiley Professional Software, Wiley, New York, 1985

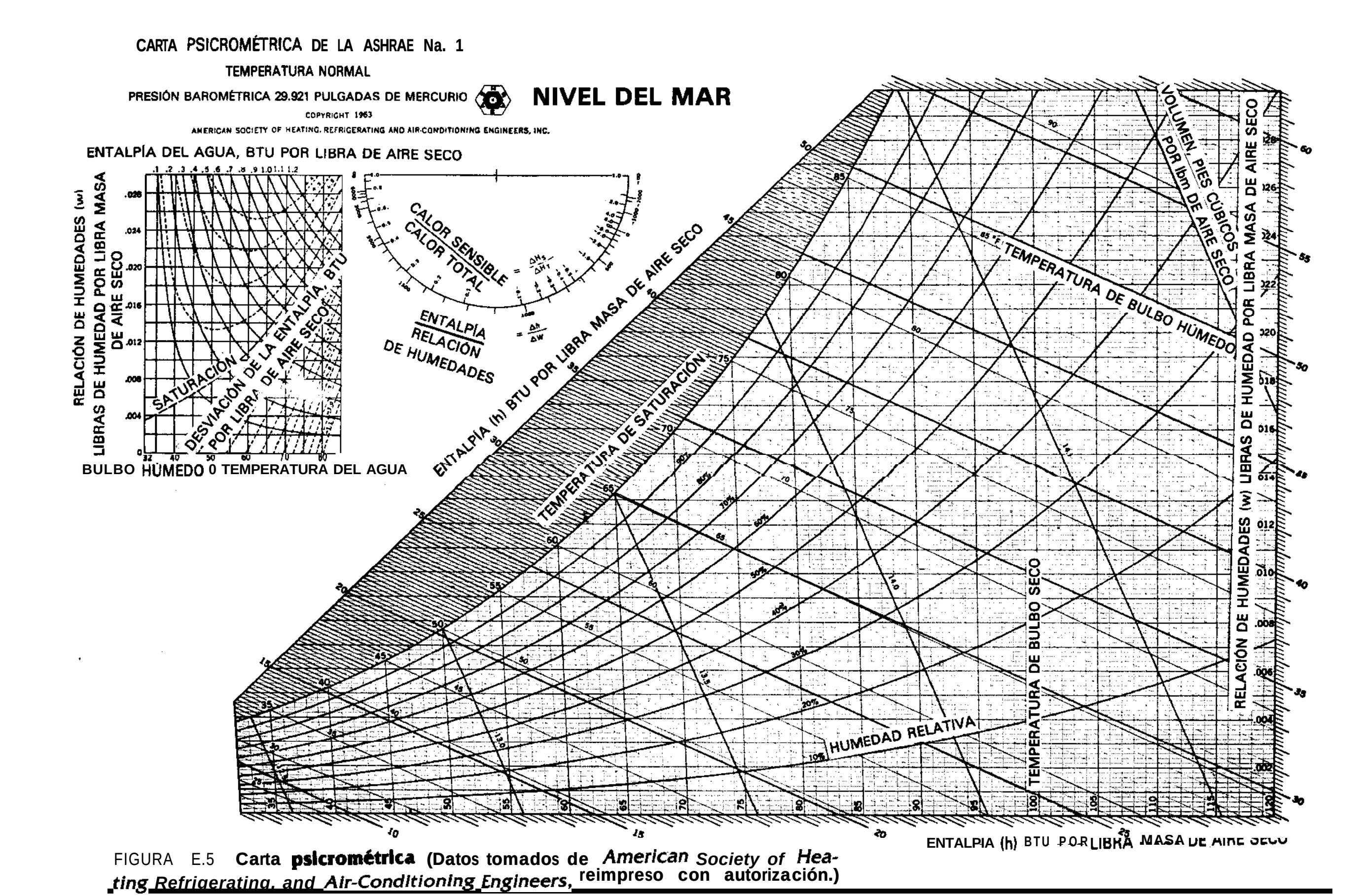


FIGURA E.5 Carta **psicrométrica** (Datos tomados de *American Society of Heating Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers*, reimpreso con autorización.)

APÉNDICE F

Teorema de transporte de Reynolds

El transporte de masa a través de un sistema requiere transformar el enunciado fundamental presentado en la sección 4.2 en una forma mas útil para los sistemas de volumen de control. Las leyes de esa sección quedan sin cambio pero se incorpora el movimiento del fluido. En esta sección se da la transformación de la expresión de masa de control a volumen de control. Esta transformación no debe considerarse como una nueva ley física, sino sólo una manipulación del principio de conservación.

Las expresiones de la conservación de la masa y de la energía se han presentado para una masa de control. Estas ecuaciones son

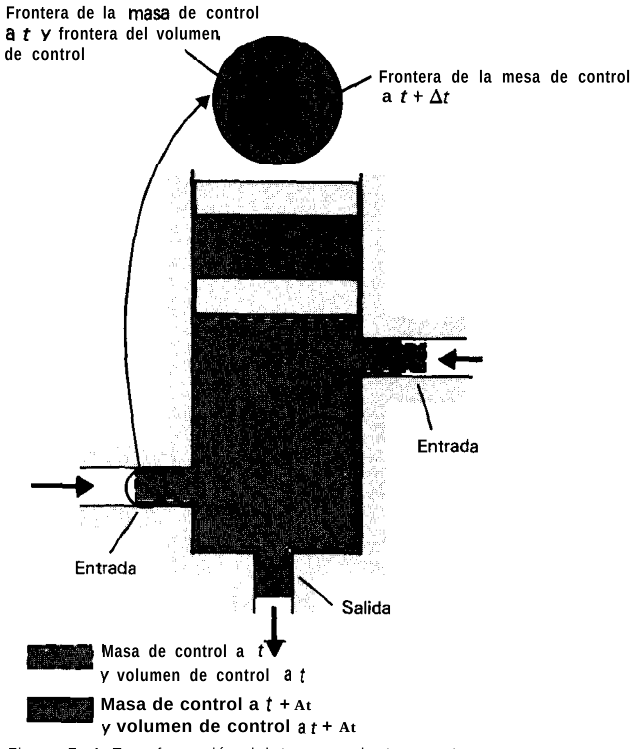
$$\frac{d}{dt}\left(\int_V \rho \, dV\right) = 0 \tag{F.1}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\int_V e\rho \, dV\right) = \dot{Q}_{\mathrm{VC}} + \dot{W} \tag{F.2}$$

El lado izquierdo de estas ecuaciones representa la rapidez del cambio de la masa y de la energía en la masa de control. Esta rapidez de cambio de las propiedades de la masa de control es el meollo de esta transformación.

En la figura F.l se presenta una masa de control (MC) que pasa a través de un componente particular. El volumen de control (VC) está determinado para ese componente y coincide con la masa de control al tiempo inicial. El volumen de control se expande al elevarse el pistón y realiza un trabajo sobre los alrededores durante un intervalo de tiempo. Por tanto, la frontera *B* del volumen de control se encuentra fija en las entradas y salidas del sistema, pero se expande para realizar el trabajo sobre los alrededores.

La masa de control se mueve desde su posición inicial al tiempo t hasta una posición posterior al tiempo t + At como resultado de la velocidad de los elementos fluidos.



Figuro F. 1 Transformación del teorema de transporte **de Reynolds**

El diagrama del sistema específico indica dos entradas y una sola salida, aunque el número específico es arbitrario. Durante su movimiento, los elementos fluidos transportan masa y energía dentro y fuera del volumen de control.

Si se considera el movimiento de la masa de control dentro del volumen de control en un proceso limitado cuando el intervalo de tiempo At tiende a cero, las derivadas totales en los principios de conservación de masa y de energía para la masa de control resultan de interés. En estas ecuaciones, la propiedad está representada en términos de una propiedad extensiva A, la cual se relaciona con la propiedad intensiva específica correspondiente λ mediante

$$\Lambda = \int d\Lambda = \int_V \rho\lambda \, dV \qquad \text{(F.3)}$$

donde $\lambda = 1$ y $\Lambda =$ m para la masa y $\lambda = e$ y $\Lambda = E$ para la energía total. Las derivadas totales resultan entonces

$$\frac{d\Lambda_{MC}}{dt} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Lambda_{MC,\, t+\Delta t} - \Lambda_{MC,\, t}}{At} \qquad \text{(F.4)}$$

La propiedad de una masa de control es la integral sobre el volumen ocupado por dicha masa de control y se expresa en términos del volumen de control. El fluido empuja a la masa de control hacia un nuevo volumen en la salida y la masa de control ha dejado atrás el volumen anterior de las entradas. Puesto que las propiedades de la masa de control son integrales del volumen, se formula nuevamente la integral en términos del volumen de control. Los términos de la ecuación **(F.4)** son

$$\Lambda_{MC,\,t} = \Lambda_{VC,\,t}$$
$$\Lambda_{MC,\,t+\Delta t} = \Lambda_{VC,\,t+\Delta t} + \Lambda_{MC,\,s,\,t+\Delta t} - \Lambda_{MC,\,en,\,t+\Delta t} \tag{F.5}$$

Sustituyendo estas expresiones en la ecuación (F.4) se obtiene

$$\frac{d\Lambda_{MC}}{dt} = \lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{VC,\,t+\Delta t} - \Lambda_{VC,\,t} + \Lambda_{MC,\,s,\,t+\Delta t} - \Lambda_{MC,\,en,\,t+\Delta t}}{\Delta t}$$
$$= \lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{VC,\,t+\Delta t} - \Lambda_{VC,\,t}}{\Delta t} + \lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{MC,\,s,\,t+\Delta t}}{\Delta t} - \lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{MC,\,en,\,t+\Delta t}}{\Delta t} \tag{F.6}$$

La derivada de la propiedad de la masa de control está representada por tres límites: el primero es el cambio dentro del volumen de control, en tanto que los límites segundo y tercero resultan de los flujos que entran y que salen.

El primer límite es la definición de la derivada parcial de la propiedad del volumen de control, es decir,

$$\lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{VC,\,t+\Delta t} - \Lambda_{VC,\,t}}{\Delta t} = \frac{\partial \Lambda_{VC}}{\partial t} \tag{F.7}$$

Éste es el cambio de la propiedad dentro del volumen de control.

Los límites segundo y tercero son similares pero requieren consideraciones de-

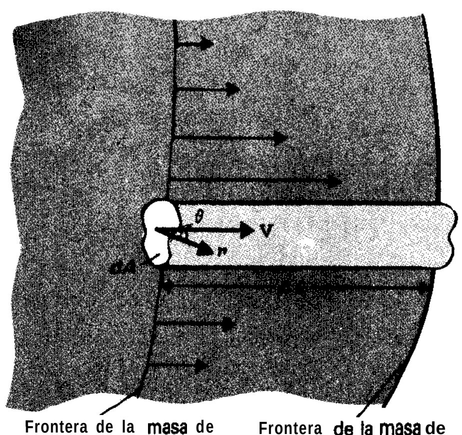


Figura F.2 Flujo a la salida

talladas de las entradas y de las salidas. En la figura F.2 se muestra una vista amplificada de una salida. La velocidad V es un vector señalado en el elemento de área dA. La orientación del área está representada por el vector normal $\mathbf{n}$ que es perpendicular al elemento de área de la salida. El ángulo entre el vector velocidad y el vector normal es θ. Esta área barre un volumen

$$dV = \Delta L\, dA \cos\theta \qquad \text{(F.8)}$$

La integral del volumen de la propiedad de la masa de control dentro de los segundos límites de la ecuación (F.6) es

$$\frac{\Lambda_{MC,\, s,\, t+\Delta t}}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t}\int_{V_s} \rho\lambda\, dV = \frac{1}{\Delta t}\int_{A_s} \rho\lambda\, \Delta L \cos\theta\, dA \qquad \text{(F.9)}$$

El área de integración corresponde a la frontera de la salida. Con la magnitud de la velocidad del fluido dada por

$$\lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Delta L \cos\theta}{\Delta t} = |\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}| \qquad \text{(F.10)}$$

El segundo límite resulta

$$\lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{MC,\, s,\, t+\Delta t}}{\Delta t} = \int_{A_S} \rho\lambda |\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\, dA \qquad \text{(F.11)}$$

Obsérvese que

$$|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}| = V\cos\theta \qquad \text{(F.12)}$$

Se emplea el signo del valor absoluto puesto que el volumen que sale representa una cantidad positiva en la ecuación (F.8). El término en la integral representa la rapidez de flujo de masa para un elemento de área,

$$d\dot{m} = \rho |\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\, dA \qquad \text{(F.13)}$$

Por lo tanto, una alternativa para representar la ecuación (F. 11) es

$$\lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{MC,\, s,\, t+\Delta t}}{\Delta t} = \int_{A_S} \lambda\, d\dot{m} \qquad \text{(F.14)}$$

El tercer límite se considera exactamente igual que el segundo. La única diferencia es que el ángulo entre la perpendicular a los elementos de área a la salida y el vector velocidad es mayor a 90°. Por lo que el signo del valor absoluto da un valor positivo al volumen. Así pues,

$$\begin{aligned}\lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Lambda_{MC,\, en,\, t+\Delta t}}{\Delta t} &= \lim_{\Delta t\to 0} \frac{1}{\Delta t}\int_{A_{en}} \rho\lambda\, \Delta L \cos\theta\, dA \\ &= \int_{A_{en}} \rho\lambda |\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\, dA \\ &= \int_{A_{en}} \lambda\, d\dot{m} \qquad \text{(F.15)}\end{aligned}$$

Combinando los tres límites de las ecuaciones **(F.7)**, F(l **1)**, **(F.** 14) y **(F.** 15) para las derivadas de la masa de control en la ecuación (F.6) se obtiene

$$\frac{d\Lambda_{MC}}{dt} = \frac{\partial \Lambda_{VC}}{\partial t} + \int_{A_s} \rho\lambda|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA - \int_{A_{en}} \rho\lambda|\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}|\,dA$$
$$= \frac{\partial \Lambda_{VC}}{\partial t} + \int_{A_s} \lambda\,d\dot{m} - \int_{A_{en}} \lambda\,d\dot{m} \qquad \text{(F.16)}$$

Las últimas dos integrales son integrales **de área** sobre la frontera de cruce. La velocidad de los elementos fluidos que cruzan la frontera interna es cero (no se permite cruzar a ningún fluido, veáse la **sección 2.2.1)**, por lo que estas dos integrales están representadas por una integral simple sobre la frontera ***B.*** Con la definición de Λ dada por la ecuación **(F.3)**, la ecuación (F.16) queda

$$\frac{d\Lambda_{MC}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho\lambda\,dV\right) + \int_F \rho\lambda\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}\,dA$$
$$= \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho\lambda\,dV\right) + \int_F \lambda\,d\dot{m} \qquad \text{(F.17)}$$

El signo del valor absoluto se ha suprimido en esta expresión lo cual permite incorporar la contribución negativa de la entrada. A esta relación entre la derivada de las propiedades de la masa de control y las propiedades del volumen de control se les llama ***teorema de transporte de Reynolds.*** El cambio de una propiedad en la masa de control es igual al cambio de la propiedad dentro del volumen de control más el transporte neto fuera del volumen de control.

La conservación de la masa y de la energía para el volumen de control se obtienen a partir de los enunciados de conservación originales junto con la ecuación (F. 17). Estas expresiones son

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho\,dV\right) + \int_F d\dot{m} = 0 \qquad \text{(F.18)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e\,dV\right) + \int_F e\,d\dot{m} = \dot{Q}_{CV} + \dot{W} \qquad \text{(F.19)}$$

Cuando existen varias corrientes individuales de entrada y de salida, las ecuaciones se expresaran en términos de sumas sobre las corrientes y las ecuaciones (F.18) y (F.19) se escriben

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho\,dV\right) + \sum_s \int_{A_s} d\dot{m} - \sum_{en} \int_{A_{en}} d\dot{m} = 0 \qquad \text{(F.20)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{VC} \rho e\,dV\right) + \sum_s \int_{A_s} e\,d\dot{m} - \sum_{en} \int_{A_{en}} e\,d\dot{m} = \dot{Q}_{CV} + \dot{W} \qquad \text{(F.21)}$$

las cuales se reconocen como las ecuaciones **(4.34b)** y (4.45). Si se observa **que** $\int_A d\dot{m}$ = ti, la rapidez de flujo másico de una corriente a través de una **fronte-**ra, y se escribe $\int_A$ e $d\dot{m} = \dot{E}$, el transporte de energía de una corriente a través de

la frontera, las ecuaciones **(F.20)** y (F.21) se transforman en

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\mathrm{VC}}\rho\, dV\right)+\sum_{s}\dot{m}-\sum_{\mathrm{en}}\dot{m}=0 \tag{F.22}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\mathrm{VC}}\rho e\, dV\right)+\sum_{s}\dot{E}-\sum_{\mathrm{en}}\dot{E}=\dot{Q}_{\mathrm{VC}}+\dot{W} \tag{F.23}$$

que están directamente relacionadas con las ecuaciones (4.25) y (4.38).

APÉNDICE G

Tablas computarizadas de propiedades termodinámicas

Está disponible un disquete que contiene las tablas computarizadas de las propiedades termodinámicas del vapor de agua, argón, nitrógeno, aire y refrigerante 12. El programa llamado PROPERTIES (propiedades) está codificado en un formato compatible con IBM PC, IBM/XT y muchas otras computadoras compatibles que operan con PC-DOS o MS-DOS, versiones 1.1 o mayores. Por favor lea este apéndice cuidadosamente antes de tratar de emplear esos programas. Se siguen las instrucciones de la sección G.3 para instalar el sistema operativo del disco (DOS) y pueda emplear los archivos.

Los programas están completamente controlados por el menú y esencialmente se explican por sí mismos. Las tablas de los apéndices D y E para vapor de agua, gases y refrigerante 12 fueron generadas mediante versiones más amplias de estos programas; por lo tanto, las soluciones generadas con la ayuda de esas tablas o de los programas deben ser idénticas.

G.1 Lo que pueden hacer los programas

Los programas son modificaciones de versiones comerciales más amplias y deben emplearse como una ayuda para resolver los problemas en el texto. Estos programas evitan las interpolaciones simples y dobles de los datos de las propiedades en los apéndices D y E. Muchos de los problemas resultan tediosos en extremo cuando no se usan estos programas como ayuda en su solución. Las tablas computarizadas cu-

bren un intervalo de temperaturas y de presiones necesario para la solución de los problemas en este texto y permiten resolver problemas mas interesantes y útiles que los que se pueden tratar empleando únicamente los datos tabulados.

Cada programa permite obtener resultados en el sistema de unidades elegido, sea el SI o el USCS.

Tablas de vapor de agua*

Las tablas computarizadas dan las propiedades del vapor de agua en las regiones de subenfriamiento, saturación y sobrecalentamiento. La temperatura máxima se limitó a 400°C (750°F) en las regiones de sobrecalentamiento y las presiones se limitaron a valores por abajo de 6900 kPa (1000 psia) en todas las regiones. Tratar de exceder esos límites puede llevar a la aparición de un mensaje pidiendo que se den los datos en un rango aceptable. Los programas dan las funciones $P_{sat}(T)$, $T_{sat}(P)$ y v, u, h y s en la región de saturación, sea en función de T o de P y de la calidad. En la región de sobrecalentamiento, v, u, h y s se obtienen en función de T y de P. Además, la función $h(P, s)$ se presenta para todas las regiones y $T(P, h)$ se tiene para las regiones de sobrecalentamiento y subenfriamiento. Las propiedades se han calculado a partir de las ecuaciones termodinámicas fundamentales, por lo que no contienen errores por interpolación en ningún estado.

Tablas de gases*

Las propiedades de gases ideales para argón, nitrógeno y aire se proporcionan dentro del amplio intervalo presentado en las tablas de los apéndices D y E. Se emplearon en el programa las ecuaciones termodinámicas estadísticas completas para los gases ideales. En lugar de la función $s_0(T)$ que se presenta en las tablas, el programa permite obtener el valor real de $s(T, P)$. Para un estado dado, basta especificar cualquiera de dos propiedades independientes tomadas del grupo P, T, v, u, h y s para calcular y obtener las restantes. Obsérvese que T, h y u no son independientes para un gas ideal. Los valores de c_P, c_v y $k = c_P/c_v$ también se obtienen para el estado seleccionado.

Tablas para el refrigerante 12

El programa para el refrigerante 12 calcula las propiedades en las regiones de saturación, sobrecalentamiento y subenfriamiento para los estados cuyas presiones no excedan 1379 kPa (200 psia). Para algunos niveles de temperatura, los estados quedan fuera de los límites establecidos por la precisión del programa y se exhibe un mensaje. Este programa emplea también las relaciones termodinámicas fundamentales para calcular las propiedades. En la región de subenfriamiento, el programa da v,

***u*, *h* y *s* en función de *T* y *P*. En la región de saturación, una entrada de *T* o *P* y *x*, v, *u*, *h* o *s* permite obtener las otras propiedades. En la región de sobrecalentamiento, una entrada de cualquiera de las dos propiedades del conjunto *P*, *v* y *T* proporciona todas las otras, incluyendo c_p y c,. Si se desconoce la región, este programa particular permite encontrarla mediante datos de *P* y *T* y también desarrolla las otras propiedades de ese estado.

Cada programa permite obtener las propiedades del estado en una impresora si se desea.

G.2 Requerimientos de Hardware

El equipo específico requerido incluye

1. Computadora personal IBM (PC, XT y algunas compatibles, cada una debe tener al menos 128K de memoria)
2. Al menos una unidad de disco (disk drive) de 5.5 in de doble cara
3. Un monitor de color o monocromático que sea compatible con la computadora empleada
4. Una impresora de 80 columnas o mayor (opcional)

G.3 Creación de una versión de carga e inicio automático del programa

Es posible crear un programa de carga e inicio automático si se siguen los pasos siguientes:

1. Coloque el disco DOS para su sistema en la unidad de disco A (la unidad de la izquierda)
2. Encienda la computadora o, si está lista, presione < Ctrl > y < Alt > simultáneamente y después presione < Del > .
3. Observará la orden "Entre nuevos datos" (Enter new date). Simplemente presione dos veces RETURN.
4. Observará ahora un aviso *A*, que se ve como sigue:

A >

Al aparecer esta señal, retire el disquete DOS de la unidad A y coloque el disquete PROPERTIES en la unidad A.

5. Escriba lo siguiente:

INSTALL

y presione RETURN.

6. Siga las instrucciones que aparecen en la pantalla.

Después de que esta secuencia se lleva a cabo una vez, ya no es necesario repetirla para el uso subsecuente del programa.

Si el programa PROPERTIES se vuelve a emplear, puede insertarse directamente en la unidad A. Cuando la computadora se enciende, el programa se carga automáticamente e inicia.

Si la computadora está encendida, se puede insertar el disco PROPERTIES en la unidad A y presionar simultáneamente los controles **< Ctrl >** y **< Alt >**, seguidos por < Del > . La computadora volverá a empezar y el programa PROPERTIES será cargado e iniciará automáticamente.

Cómo usar el software interactivo (tutorial)

A. **1. Introducción;** Este libro cuenta con un disquete que contiene software interactivo disponible para profesores. Estos programas constan de 12 "tutoriales", (ejercicios) cada uno de los cuales contiene un problema de estática en el cual los alumnos suelen necesitar ayuda adicional. Todos los ejercicios fueron diseñados por los autores del libro, los programó **EnginComp** Software, Inc., y deberían ser fáciles de utilizar y entender.

A.2. Equipo. Este software está diseñado para una IMB PC u otra computadora compatible, con una memoria de un mínimo de 256K y que use el sistema operativo DOS 2.0 o una versión superior. La computadora compatible con la IBM PC ha de tener una tarjeta de exhibición de gráficas equivalente al ajustador de gráficas de color de la IBM.

A. 3. Cómo arrancar el programa. A fin de arrancar el programa tutorial, su sistema deberá estar activado y en la computadora ha de estar cargada la versión del sistema operativo DOS que esté empleando. Introduzca el disquete del **tutorial** en la unidad de disco A y teclee **"A:"**. La computadora le mostrará entonces el símbolo de espera **"A>"**. Después de aparecer ese símbolo, basta teclear "TUTORIAL" para insertar el programa.

El programa exhibirá entonces una portada, y en el fondo de la pantalla aparecerá el mensaje "PRESS **ANY** KEY TO CONTINUE" (oprima cualquier tecla para continuar). A lo largo de los ejercicios, todas las entradas y secuencias de teclas requeridas se especificaran en el fondo de la pantalla de manera semejante.

Después de pulsar una tecla cualquiera, el programa exhibirá el menú principal a partir del cual puede accederse a todos los tutoriales. El cursor se desplaza por medio de las teclas con flecha [↓] y [↑] o bien tecleando el número correspondiente a la **elección** del usuario. Las selecciones se efectúan oprimiendo la tecla **[F10]** cuando la elección está realizada.

A.4. Dentro de los tutoriales. Una vez elegido un ejercicio o **tutorial** en el menú principal y oprimida la tecla **F10,** el programa mostrará la portada del ejercicio en

* Algunos valores numéricos de la tabla computarizada pueden variar ligeramente con respecto a los dados en los **apéndices.**

la mitad inferior de la pantalla y una pantalla de "ayuda" en la mitad superior. Esta última contiene todas las teclas de funciones especiales y una explicación de lo que hacen. Puede visualizarse en cualquier momento durante el programa, con sólo teclear [F1].

De manera análoga, pueden abandonarse los ejercicios en cualquier momento y para ello basta presionar la tecla [Esc]. El programa pedirá entonces al usuario teclear [F10] si desea pasar al menú principal o cualquier otra tecla para continuar. De ese modo se evitará terminar accidentalmente un ejercicio.

A la portada de cada tutorial sigue la formulación del problema, y se pedirá al lector que seleccione una parte de los datos en cuestión. Esto se hace capturando cada elemento y tecleando [F10] luego de introducir todos los datos.

Varias veces, y después de dar respuesta se pedirá al lector que presione la tecla [F2] para obtener un comentario explicativo, antes de intentar otra vez la solución o de continuar con ella.

Si desea evaluar su progreso, puede hacerlo en cualquier momento con sólo presionar la tecla [Home] y luego [F10] . De ese modo retornará al inicio del tutorial. Teclear varias veces [F10] le permitirá evaluar rápidamente su solución hasta el punto a que ha llegado.

A lo largo de un ejercicio se encontrará a veces con cálculos que requieren una calculadora. Se le pedirá entonces si desea efectuarlos usted mismo, adquiriendo así mas practica, o si quiere que las realice su "tutor" (o sea la computadora) para que le ahorre tiempo y esfuerzo.

Al final de cada ejercicio, se le preguntará si desea realizarlo de- nuevo con otros datos. Al teclear "Y" (sí), el usuario pasa el inicio del ejercicio; en cambio, volverá al menú principal si teclea "N" (no).

Algunas veces conviene tener una copia dura de las pantallas de los tutorial'es. Para ello, hay que contar con una impresora capaz de manejar texto e información gráfica. Además hay que correr el programa DOS Graphics antes de iniciar los tutoriales. Si se desea obtener una copia dura, basta presionar las teclas [Shift] [Prt Sc].

A.5 Cómo llevar una puntuación de las respuestas correctas. La computadora llevará una puntuación de las respuestas correctas del usuario en el ángulo superior derecho de la pantalla. El empleo de la tecla [F9] para obtener la respuesta correcta disminuirá la puntuación, mientras que el uso de la tecla [F10] para evaluar su progreso no influirá para nada en la puntuación. Esta no se verá afectada si el usuario decide que su tutor efectúe los cálculos por él cuando se le da esa opción. Pero si prefiere realizar personalmente los cálculos, la puntuación reflejará la precisión de sus operaciones.

A.6. Cómo abandonar los tutoriales. Para abandonar los tutoriales basta retornar al menú principal, seleccionar la opción "Exit Statics Tutorial" (salir del tutorial de estática), presionar las teclas con flechas o la tecla [Esc] y luego oprimir [F10]. Siempre hay que abandonar los tutoriales antes de apagar la computadora.

Indice

INDICE

Otros títulos en español McGraw-Hill/Interamericana con temas afines:

Avner:	INTRODUCCIÓN A LA METALURGIA FÍSICA 2/ED.
Fox:	INTRODUCCIÓN A LA MECÁNICA DE FLUIDOS 2/ED.
Haar:	TABLAS DE VAPOR.
Karlekar:	TRANSFERENCIA DE CALOR.
Reklaitis:	BALANCES DE MATERIA Y ENERGÍA.
Smith:	INTRODUCCIÓN A LA TERMODINÁMICA EN ING. QUÍMICA 4/ED.
Streeter:	MECÁNICA DE FLUIDOS 8/ED.
Treybal:	OPERACIONES DE TRANSFERENCIA DE MASA 2/ED.
Ulrich:	PROCESOS DE INGENIERÍA QUÍMICA.
Wark:	TERMODINÁMICA.
White:	MECÁNICA DE LOS FLUIDOS.
Zemansky:	CALOR Y TERMODINÁMICA.



ISBN 968-422-571-7